

Implementación de un magnetrón para evaporación física de materiales en cámara de alto vacío.



Grado en Ingeniería en Diseño Mecánico

Trabajo Fin de Grado

Autora: Fernández Resa, Elisa

Director: Ortega Hertogs, Ricardo

Tudela, 20 de Marzo de 2017

AGRADECIMIENTOS

Faltaría a la ética más elemental y a un deber de amistad si dejara en el anonimato a todas aquellas personas que han hecho posible el que yo pueda presentar este proyecto.

Por ello considero que es de justicia mostrar en primer lugar mi agradecimiento explícito a mi profesor y tutor D. Ricardo Ortega Hertogs, auténtico promotor de la idea de este trabajo y sin quien hubiese sido impensable llevarlo a cabo; su apoyo constante, su paciencia, sus conocimientos y su incondicional colaboración han sido una constante en todo el proceso de elaboración.

Gracias a esta Universidad Pública de Navarra que supone un auténtico lujo poder disfrutarla aquí en Tudela y gracias a todos los docentes que han hecho posible el concluir esta fase de mi formación. En especial gracias a D. Víctor Domínguez, también profesor mío y traductor oficial en diversas fases del trabajo en las que las matemáticas han salido al encuentro de la física.

Mi agradecimiento a Ángel Esteban Jaraba responsable de taller, por su disponibilidad en todo momento; a mis amigos y compañeros de carrera, con quienes he podido compartir tanto y cuya huella llevaré siempre conmigo.

Para terminar, no voy a caer en el tópico del agradecimiento a mi familia; porque como decía mi abuelo, tendríamos que estar todos los días y a todas horas dando gracias.

RESUMEN

Mediante un magnetrón comercial, generador de microondas a 2.45 GHz, de 800W de potencia se persigue su implementación en una cámara de alto vacío, para evaporación física de metales (PVD).

Se diseñará un sistema mecánico para soporte de guía o cavidad de microondas, junto con el magnetrón comercial, con las restricciones que impone la cámara de alto vacío de Perkin-Elmer de la que se dispone, además de las provisiones necesarias para la alimentación eléctrica y refrigeración del magnetrón en su interior.

Se modelizará mediante MATLAB la generación de microondas por el magnetrón, su propagación en la guía de ondas o cavidad y su absorción por un crisol de material adecuado, donde se inserta el material a evaporar. La modelización persigue la optimización del proceso, para el magnetrón comercial dado, en función de la geometría de la cavidad y del crisol y de las propiedades físicas de éste.

PALABRAS CLAVE:

Vacío, coevaporación, electromagnetismo, ondas electromagnéticas, microondas

ÍNDICE:

1. OBJETIVO DEL PROYECTO:	1
2. INTRODUCCIÓN AL VACÍO:.....	1
3. ELECTROMAGNETISMO.....	2
4. INTRODUCCIÓN A LAS ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS	2
4.1. 1ª Ley de Maxwell o ley de Gauss para el campo eléctrico	4
4.2. 2ª Ley de Maxwell o ley de Gauss para el magnetismo	4
4.3. 3ª Ley de Maxwell o ley de Faraday para la inducción electromagnética	4
4.4. 4ª Ley de Maxwell o ley de Ampère-Maxwell.....	4
5. ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS.....	4
6. ESPECTRO ELECTROMAGNÉTICO	7
6.1. Ondas de radiofrecuencia.	7
6.2. Microondas.	7
6.3. Espectro infrarrojo.	8
6.4. Luz o espectro visible.	8
6.5. Rayos ultravioleta.....	9
6.6. Rayos X.	9
6.7. Rayos γ	10
7. PROPIEDADES MÁS CARACTERÍSTICAS DE LAS ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS.	10
7.1. Reflexión y Refracción	10
7.2. Polarización	12
7.3. Difracción	13
7.4. Superposición e Interferencia	13
7.5. Absorción.....	14
8. ECUACIONES DE MAXWELL.....	15
9. CAMPOS EN LA FRONTERA ENTRE DOS MEDIOS:	15
10. ECUACIÓN DE ONDAS:	16
10.1. Ondas monocromáticas:	17
10.2. Ondas planas monocromáticas en medios dieléctricos. La conductividad es nula: $\sigma=0$	17
10.3. Ondas planas monocromáticas en medios conductores. La conductividad no es nula.	19
10.4. Ondas planas monocromáticas en un medio general.....	22

10.5.	Mecanismos de absorción dieléctrica.	23
11.	PROPAGACIÓN DE ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS EN UN MEDIO	25
11.1.	Propagación de ondas electromagnéticas armónicas planas en el vacío	25
12.	PROPAGACIÓN DE ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS EN UNA GUÍA:	27
12.1.	Introducción:	27
12.2.	Circuitos, líneas y guías: una comparación:	27
12.3.	Onda en modo TE en la línea o guía de transmisión:	28
12.4.	Guías de ondas y cavidades resonantes [8, 9, 10]	30
	• Cilíndrica (tubo circular)	30
	• Cavidad cilíndrica (resonador).....	30
	• Guía rectangular. [12]	31
13.	CALENTAMIENTO DE MATERIALES POR MICROONDAS.....	33
13.1.	Observación espacial y cuantificación del calentamiento por microondas en materiales [1]	33
13.2.	Absorción por microondas de polvos de pequeñas partículas conductoras para aplicaciones de calentamiento [3]	34
13.3.	Características de calefacción por microondas de mezclas de polvo a base de grafito. [4].....	34
13.4.	Sinterización completa de cuerpos de metal en polvo en un campo de microondas. [6]	35
13.5.	Diferente absorptividad a microondas de medios materiales por campos eléctricos y magnéticos separados. [5] Prueba experimental del papel principal de las pérdidas magnéticas en el calentamiento por microondas de metales y compuestos metálicos [7] ...	35
14.	MAGNETRÓN:.....	36
14.1.	Estructura	37
14.2.	Funcionamiento:	39
14.3.	Usos:	40
14.4.	Riesgos para la salud	41
15.	ELEMENTOS DE CONEXIÓN PARA VACÍO (LESKER), JUNTO CON UN ESQUEMA DE REPRESENTACIÓN	42
15.1.	Elementos de conexión:	42
15.2.	Esquema de las conexiones de los distintos elementos.	49
16.	MATERIALES PARA ULTRA-VACÍO	50
17.	LIMPIEZA DE MATERIALES.....	52
17.1.	Limpieza de hierro y acero:	52
17.2.	Acero inoxidable AISI 304L y AISI 316L.....	52
17.3.	Juntas de cobre y de vitón.....	53

18.	DEGASIFICACIÓN DE LOS ELEMENTOS	54
19.	PARA LA LIMPIEZA DEL MAGNETRÓN:	55
20.	CÁLCULO DE LAS DIMENSIONES DE LA CAVIDAD RESONANTE:	56
21.	EXPERIMENTACIÓN CON EL MAGNETRÓN.	59
22.	MODELIZACIÓN EN MATLAB:	64
22.1.	Fundamentos matemáticos.	64
22.1.1.	Método de elementos finitos.....	64
22.1.2.	Método <i>multistep</i> :.....	72
22.1.3.	Modelización	75
22.	PRESUPUESTO:	79
23.	CONCLUSIONES:	80
24.	CONTINUACIÓN DE ESTE PROYECTO:	81
25.	BIBLIOGRAFÍA	82
	ANEXO I Script de MATLAB que hemos resuelto.....	83
	ANEXO II Planos de los diseños de las guías, carrusel con distinto nº de guías, y conjunto de todos los componentes incluyendo e magnetrón.....	91

1. OBJETIVO DEL PROYECTO:

El objetivo de este proyecto es que, mediante un magnetrón convencional, generador de microondas a 2.45 GHz, de 800W de potencia se persigue su implementación en una cámara de alto vacío, para evaporación física de metales.

2. INTRODUCCIÓN AL VACÍO:

En primer lugar, deberemos definir brevemente el concepto de vacío, ya que es un término fundamental en este proyecto.

De acuerdo con la definición de la Sociedad Estadounidense del Vacío o AVS (American Vacuum Society) (1958), el término se refiere a cierto espacio lleno con gases a una presión total menor que la presión atmosférica, por lo que el grado de vacío se incrementa en relación directa con la disminución de presión del gas residual. Esto significa que cuanto más disminuamos la presión, mayor vacío obtendremos, lo que nos permite clasificar el grado de vacío en correspondencia con intervalos de presiones cada vez menores. Cada intervalo tiene características propias.

Para presiones por debajo de la atmosférica se suele categorizar el vacío de la siguiente forma:

Rango de vacío	Presión en hPa (mbar)	Presión en mmHg (Torr)	Moléculas (1/cm ³)
Presión ambiental	1013	759.8	2.7×10^{19}
Bajo vacío	300-1	$225 - 7.501 \times 10^{-1}$	$10^{19} - 10^{16}$
Medio vacío	$1 - 10^{-3}$	$7.501 \times 10^{-1} - 7.501 \times 10^{-4}$	$10^{16} - 10^{13}$
Alto vacío	$10^{-3} - 10^{-7}$	$7.501 \times 10^{-4} - 7.501 \times 10^{-8}$	$10^{13} - 10^9$
Ultra alto vacío	$10^{-7} - 10^{-12}$	$7.501 \times 10^{-8} - 7.501 \times 10^{-13}$	$10^9 - 10^4$
Vacío extremadamente alto	$<10^{-12}$	$<7.501 \times 10^{-13}$	$<10^4$

Tabla 1: Clasificación del vacío según la presión

3. ELECTROMAGNETISMO

El electromagnetismo es la parte de la electricidad que estudia la relación entre los fenómenos eléctricos y los fenómenos magnéticos. Los fenómenos eléctricos y magnéticos fueron considerados como independientes hasta 1820, cuando su relación fue descubierta por casualidad.

Así, hasta esa fecha el magnetismo y la electricidad habían sido tratados como fenómenos distintos y eran estudiados por ciencias diferentes. Sin embargo, esto cambió a partir del descubrimiento que realizó Hans Chirstian Oersted, observando que la aguja de una brújula variaba su orientación al pasar corriente a través de un conductor próximo a ella. Los estudios de Oersted sugerían que la electricidad y el magnetismo eran manifestaciones de un mismo fenómeno: las fuerzas magnéticas proceden de las fuerzas originadas entre cargas eléctricas en movimiento.

El electromagnetismo es la base de funcionamiento de todos los motores eléctricos y generadores eléctricos.

4. INTRODUCCIÓN A LAS ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS

Para poder hacer una introducción a las ondas electromagnéticas, deberemos conocer al físico-matemático británico Maxwell (1831-1879), el cual es conocido principalmente por haber desarrollado la teoría electromagnética clásica, sintetizando todas las anteriores observaciones, experimentos y leyes sobre electricidad, magnetismo y aun sobre óptica, en una teoría consistente.

Las ecuaciones de Maxwell demostraron que la electricidad, el magnetismo y hasta la luz, son manifestaciones del mismo fenómeno: el campo electromagnético. A partir de ese momento, todas las ecuaciones y leyes clásicas de estos campos se convirtieron en casos simplificados de las ecuaciones de

Maxwell. Su trabajo sobre electromagnetismo ha sido llamado la «segunda gran unificación en física», después de la primera llevada a cabo por Isaac Newton.

Con la relación entre las fórmulas de la electricidad y del magnetismo consiguió unas conclusiones decisivas para el estudio de la física. Afirma que las ondas electromagnéticas son la propagación de las variaciones de campos eléctricos y magnéticos, que se desplazan en fase, perpendiculares entre sí y a la dirección de propagación de las ondas.

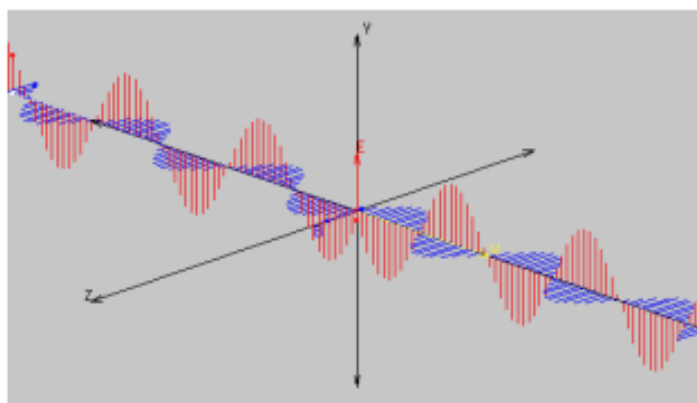


Imagen 1: Representación del campo eléctrico y magnético en la propagación de una onda.

Las ondas o radiaciones electromagnéticas no necesitan un medio material para propagarse. Independientemente de su longitud de onda y frecuencia, todas las ondas electromagnéticas se desplazan en el vacío a una velocidad $c = 299.792$ km/s. Todas las radiaciones del espectro electromagnético presentan las propiedades típicas del movimiento ondulatorio, como la difracción y la interferencia. La longitud de onda (λ) y la frecuencia (f) de las ondas electromagnéticas, que se encuentran relacionadas mediante la expresión $\lambda \cdot f = c$, son importantes para determinar su energía, su visibilidad, su poder de penetración y otras características.

Al mismo tiempo que confirmaba las explicaciones dadas por la teoría ondulatoria de Huygens, unificó las teorías de la óptica y el electromagnetismo, estableciendo unas relaciones conocidas como ecuaciones de Maxwell, que podemos resumir como:

4.1. 1ª Ley de Maxwell o ley de Gauss para el campo eléctrico

El flujo eléctrico que atraviesa una superficie geométrica cerrada es igual a la carga total existente en el interior de la superficie dividida por la permitividad del medio:

$$\Phi = \frac{\sum q}{\epsilon}$$

4.2. 2ª Ley de Maxwell o ley de Gauss para el magnetismo

El flujo magnético que atraviesa una superficie geométrica cerrada es siempre igual a cero: $\Phi=0$. Es equivalente a la no existencia de monopolos magnéticos.

4.3. 3ª Ley de Maxwell o ley de Faraday para la inducción electromagnética

Toda variación de flujo magnético que atraviesa un circuito cerrado produce en él una f.e.m. inducida: $\epsilon = - d\Phi/dt$, por tanto, los campos magnéticos variables producen campos eléctricos.

4.4. 4ª Ley de Maxwell o ley de Ampère-Maxwell

Los campos magnéticos son producidos por corrientes eléctricas y por campos eléctricos variables.

5. ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS

Al estudiar el origen de la radiación electromagnética, se llegó a la conclusión de que una carga en reposo o movimiento rectilíneo uniforme no emite energía, es decir, sólo emite energía una carga acelerada. Esta energía se emite en forma de ondas.

Dentro de las magnitudes que caracterizan una onda destacamos los conceptos de:

Longitud de onda: es la distancia entre dos puntos consecutivos en los que el campo eléctrico vibra en fase.

Período: tiempo que tarda el campo eléctrico en un punto en realizar una oscilación completa.

Frecuencia: inversa del período, es el número de oscilaciones por segundo.

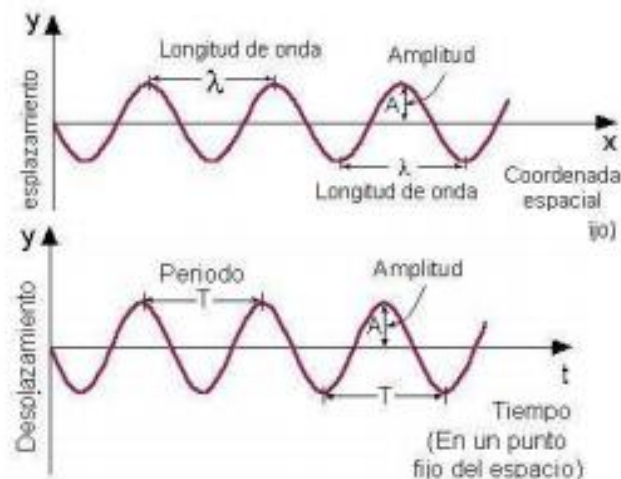


Imagen 2: Magnitudes que caracterizan una onda.

La relación entre estas magnitudes es:

$$\text{Velocidad de propagación: } v = \frac{\lambda (\text{Longitud de onda})}{T (\text{Período})} = \lambda \cdot f$$

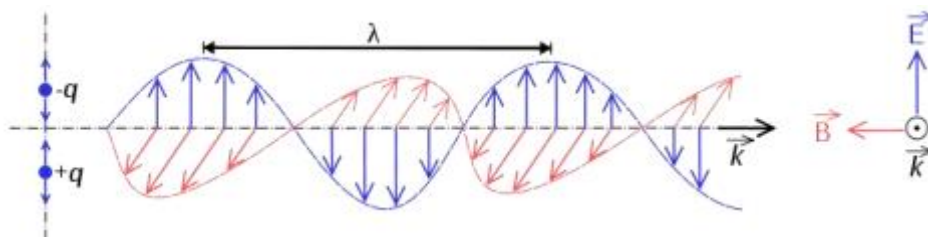


Imagen 3: Representación de los campos producidos por una carga (q) en movimiento con su respectiva longitud de onda.

De las ecuaciones de Maxwell se deduce que toda radiación electromagnética se propaga en el vacío a la velocidad $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$, siendo ε_0 y μ_0 la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética en el vacío, respectivamente ($c = 299.792.458$ m/s).

Debido a la expresión anterior, deducimos que la velocidad de una onda electromagnética depende del medio en el que se esté desplazando dicha onda. Por lo tanto, hay que definir el índice de refracción de un medio como $n = \frac{c}{v}$.

Cuando una radiación pasa de un medio a otro, cambia su velocidad de propagación y, por lo tanto, su dirección, según la ley de la refracción de Snell: $n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2$, donde los ángulos están medidos respecto de la normal a la superficie de separación entre los medios.

Cuando la radiación cambia de medio y por tanto modifica su velocidad, modifica su longitud de onda permaneciendo su frecuencia constante. La longitud de onda en un medio m es: $\lambda_m = \frac{v}{\nu} = \frac{c/n}{\nu} = \frac{\lambda_0}{n}$, siendo λ_0 la longitud de onda en el vacío.

Las soluciones a las ecuaciones de Maxwell nos llevan a que tanto el campo eléctrico como el campo magnético se pueden expresar de la forma $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$ $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0 e^{j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$, correspondiente a una onda plana monocromática, de frecuencia ω y vector de onda $\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \mathbf{u}$ (el vector unitario en la dirección de propagación es \mathbf{u}). La unidad imaginaria es $j = \sqrt{-1}$.

Se dice que dos ondas electromagnéticas son coherentes cuando la diferencia de fase entre ellas es constante en el espacio y el tiempo.

Además de la refracción, con la radiación electromagnética se observan todos los fenómenos de carácter ondulatorio como son la reflexión, interferencia, difracción, polarización, efecto Doppler, etc.

6. ESPECTRO ELECTROMAGNÉTICO

Las ondas electromagnéticas existen en un amplio intervalo de frecuencias y de longitudes de onda y, por conveniencia, pueden clasificarse de acuerdo con su fuente principal y su efecto más importante al interactuar con la materia. La clasificación de las ondas no tiene unos límites establecidos, ya que puede haber intervalos en que se solapan.

A continuación, resumiremos una clasificación del espectro electromagnético.

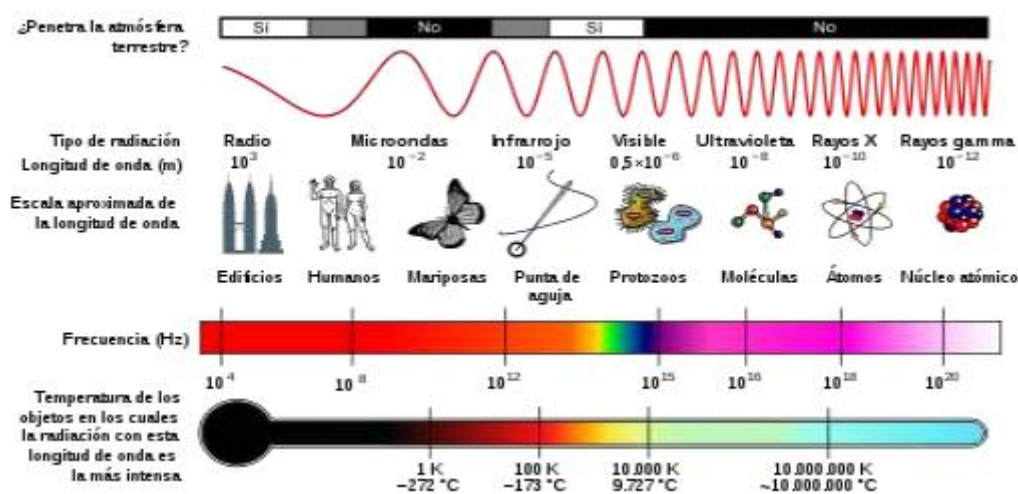


Imagen 4: Clasificación del espectro electromagnético.

6.1. Ondas de radiofrecuencia.

Tienen longitudes de onda que van desde unos cuantos kilómetros hasta 0.3 m. El intervalo o gama de frecuencias va desde unos pocos Hz hasta 10^6 Hz. Estas ondas, utilizadas en televisión y radio, son generadas por dispositivos electrónicos, principalmente circuitos oscilantes.

6.2. Microondas.

Estas ondas electromagnéticas son las utilizadas en este proyecto. Las longitudes de onda de las microondas van desde 0.3 m hasta 10^{-3} m. El intervalo de frecuencias es desde 10^9 Hz hasta 3×10^{11} Hz. Estas ondas se

utilizan en sistemas de radar y otros sistemas de comunicaciones; también son generadas mediante dispositivos electrónicos.

6.3. Espectro infrarrojo.

Éste cubre longitudes de onda que van desde 10^{-3} m hasta $7,8 \cdot 10^{-7}$ m (780 nm). El intervalo de frecuencias es de $3 \cdot 10^{11}$ Hz hasta $4 \cdot 10^{14}$ Hz. Estas ondas son producidas por cuerpos calientes, a temperaturas por encima de 0 K (a una temperatura de 300 K, la radiación emitida por tal cuerpo es máxima a una longitud de onda de aproximadamente 10 micras). El espectro vibracional de las moléculas está en el infrarrojo. Por ésta y otras razones, tienen mucha aplicación en la industria, también en la medicina, la astronomía etc.

6.4. Luz o espectro visible.

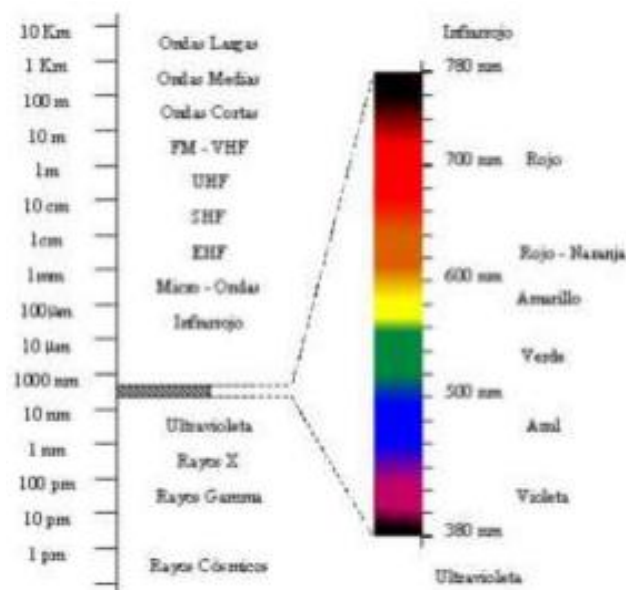


Imagen 5: Banda estrecha de longitudes de onda en el espectro visible

Ésta es una banda estrecha de longitudes de onda a las cuales es sensible nuestra retina. Se extiende desde una longitud de onda de $7,8 \cdot 10^{-7}$ m hasta $3,8 \cdot 10^{-7}$ m (780 nm a 380 nm) y frecuencias de $4 \cdot 10^{14}$ Hz hasta $8 \cdot 10^{14}$ Hz. La luz en este rango del espectro es producida por transiciones electrónicas en átomos y moléculas aisladas (como por ejemplo en gases), aunque también

entre las bandas electrónicas de valencia y de conducción en materiales semiconductores (como ocurre en los diodos LED). La parte de la física dedicada al estudio de la propagación de la luz visible es la óptica.

6.5. Rayos ultravioleta.

Esta región cubre desde $3,8 \cdot 10^{-7}$ m hasta $6 \cdot 10^{-10}$ m, con frecuencias que van desde $8 \cdot 10^{14}$ Hz hasta $3 \cdot 10^{17}$ Hz, aproximadamente. Esta parte del espectro es producida por transiciones electrónicas más energéticas en átomos y moléculas excitados, así como por descargas eléctricas.

6.6. Rayos X.

Esta parte del espectro electromagnético se extiende desde longitudes de onda alrededor de 10^{-9} m hasta longitudes de onda de aproximadamente $6 \cdot 10^{-12}$ m, o frecuencias entre $3 \cdot 10^{17}$ Hz y $5 \cdot 10^{19}$ Hz. Los rayos X, descubiertos en 1895 por Wilhelm Röntgen (1845-1923) cuando estudiaba los rayos catódicos (electrones). Son producidos por transiciones electrónicas de las capas atómicas más internas, es decir, de los electrones internos más fuertemente ligados al núcleo de los átomos.

Los rayos X actúan sobre los átomos y moléculas de las sustancias por las que se propagan, produciendo disociación o ionización. Se utilizan en diagnosis médica debido a que huesos y tejidos tienen diferente absorción de rayos X, y esto permite obtener un contraste claramente definido sobre una placa fotográfica. También, como resultado de los procesos moleculares que inducen, ocasionan graves daños a organismos y tejidos vivientes. Por esta razón los rayos X se utilizan en el tratamiento contra el cáncer, para destruir el tejido enfermo. Se debe enfatizar que incluso una pequeña cantidad de este tipo de radiación puede destruir también tejidos sanos; por eso, una exposición a grandes dosis de rayos X puede ocasionar una destrucción suficiente para producir enfermedades e incluso la muerte.

6.7. Rayos γ .

Estas ondas electromagnéticas son de origen nuclear. Sus longitudes de onda se traslapan con el límite superior del espectro de rayos X; van de 10^{-10} m aproximadamente, hasta muy por debajo de los 10^{-14} m, con un intervalo de frecuencias correspondiente que va desde $3 \cdot 10^{18}$ Hz hasta más de $3 \cdot 10^{22}$ Hz. La energía de estas ondas electromagnéticas es del mismo orden de magnitud que la de las energías implicadas en los procesos nucleares y, por consiguiente, la absorción de rayos γ puede producir algunos cambios nucleares. La radiación γ se produce en muchas sustancias radiactivas y se encuentra en grandes cantidades en los reactores nucleares y en la radiación cósmica. No es absorbida fácilmente por la mayoría de las sustancias, pero cuando un organismo viviente la absorbe, produce en él graves efectos. Aun así, los rayos γ se utilizan para tratar algunas formas de cáncer.

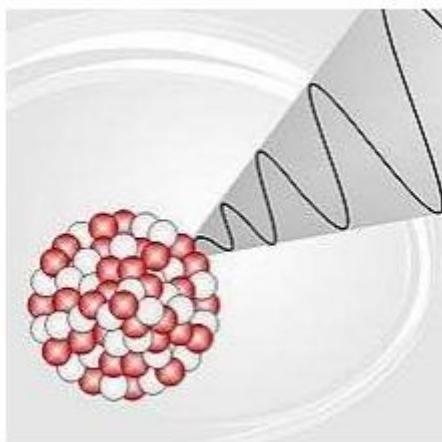


Imagen 6: Representación de radiación gamma

7. PROPIEDADES MÁS CARACTERÍSTICAS DE LAS ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS.

7.1. Reflexión y Refracción

Si un rayo de luz que se propaga a través de un medio homogéneo incide sobre la superficie de un segundo medio homogéneo, parte de la luz es reflejada y parte

entra como rayo refractado en el segundo medio, donde puede o no ser absorbido. La cantidad de luz reflejada depende de la relación entre los índices de refracción de ambos medios. El plano de incidencia se define como el plano formado por el rayo incidente y la normal (es decir, la línea perpendicular a la superficie del medio) en el punto de incidencia (véase imagen 7). El ángulo de incidencia es el ángulo entre el rayo incidente y la normal. Los ángulos de reflexión y refracción se definen de modo análogo.

Las leyes de la reflexión afirman que el ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión, y que el rayo incidente, el rayo reflejado y la normal en el punto de incidencia se encuentran en un mismo plano. Si la superficie del segundo medio es lisa, puede actuar como un espejo y producir una imagen reflejada (imagen 8).

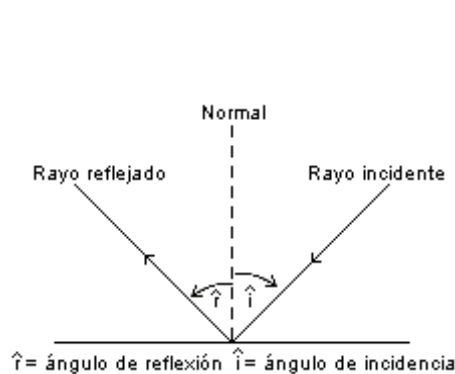


Imagen 7: Leyes fundamentales de la reflexión.

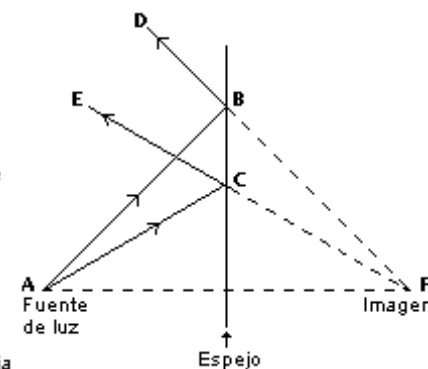


Imagen 8: Reflexión en un espejo plano

Si la superficie del segundo medio es rugosa, las normales a los distintos puntos de la superficie se encuentran en direcciones aleatorias. En ese caso, los rayos que se encuentren en el mismo plano al salir de una fuente puntual de luz tendrán un plano de incidencia, y por tanto de reflexión, aleatorio. Esto hace que se dispersen y no puedan formar una imagen.

Ley de Snell

Esta ley afirma que, al pasar la luz de un medio a otro de diferente índice de refracción, la dirección de propagación cambia. Dados los ángulos α_1 que forman estas direcciones con la normal a la superficie de separación, la ley se expresa:

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2$$

El rayo incidente, el rayo refractado y la normal a la superficie de separación de los medios en el punto de incidencia están en un mismo plano. En general, el índice de refracción de una sustancia transparente más densa es mayor que el de un material menos denso, es decir, la velocidad de la luz es menor en la sustancia de mayor densidad. Por tanto, si un rayo incide de forma oblicua sobre un medio con un índice de refracción mayor, se desviará hacia la normal, mientras que si incide sobre un medio con un índice de refracción menor, se desviará alejándose de ella. Los rayos que inciden en la dirección de la normal son reflejados y refractados en esa misma dirección.

7.2. Polarización

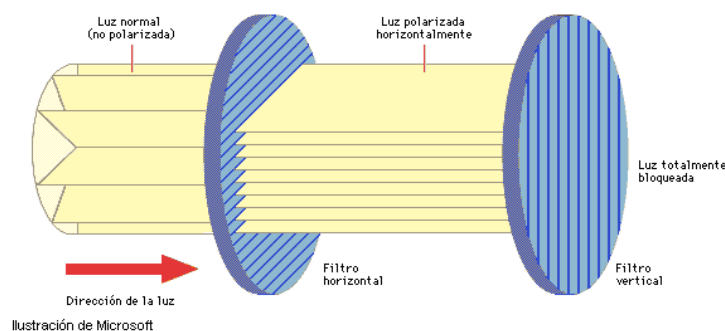


Figura 9: Representación del proceso de polarización de la luz

Es la dirección en la que está el campo eléctrico. En la figura, el campo eléctrico está contenido en cada uno de los planos indicados, siempre perpendicular a la dirección de propagación. La figura ilustra un polarizador, que impide que rayos luminosos cuyo campo eléctrico sea perpendicular al eje óptico del polarizador se

propaguen. Mediante polarizadores cruzados (a 90° sus ejes de polarización), la propagación es nula, incluso para radiación incidente polarizada en todas direcciones, como se indica en la figura de manera esquemática.

7.3. Difracción

Es el fenómeno del movimiento ondulatorio en el que una onda de cualquier tipo se extiende después de pasar junto al borde de un objeto sólido o atravesar una rendija estrecha, en lugar de seguir avanzando en línea recta. Ocurre siempre que las dimensiones del objeto sean comparables a las de la longitud de onda de la radiación. La difracción de la luz visible en la apertura de un microscopio o telescopio, por ejemplo, es la responsable de la limitación en la capacidad de aumento útil de estos instrumentos. Así, los detalles menores de media milésima de milímetro no pueden verse en la mayoría de los microscopios ópticos. Sólo un microscopio óptico de barrido de campo cercano puede superar el límite de la difracción y visualizar detalles ligeramente menores que la longitud de onda de la luz.

7.4. Superposición e Interferencia

Es el efecto que se produce cuando dos o más ondas se solapan o entrecruzan. Cuando las ondas interfieren entre sí, la amplitud (intensidad o tamaño) de la onda resultante depende de las frecuencias, fases relativas (posiciones relativas de crestas y valles) y amplitudes de las ondas iniciales.

Por ejemplo, la interferencia constructiva se produce en los puntos en que dos ondas de la misma frecuencia que se solapan o entrecruzan están en fase; es decir, cuando las crestas y los valles de ambas ondas coinciden. En ese caso, las dos ondas se refuerzan mutuamente y forman una onda cuya amplitud es igual a la suma de las amplitudes individuales de las ondas originales. La interferencia destructiva se produce cuando dos ondas de la misma frecuencia están en oposición de fase, es decir, cuando la cresta de una onda coincide con el valle de otra.

En este caso, las dos ondas se cancelan mutuamente. Cuando las ondas que se cruzan o solapan tienen frecuencias diferentes o no están exactamente en fase ni en oposición, el patrón de interferencia es más complejo.

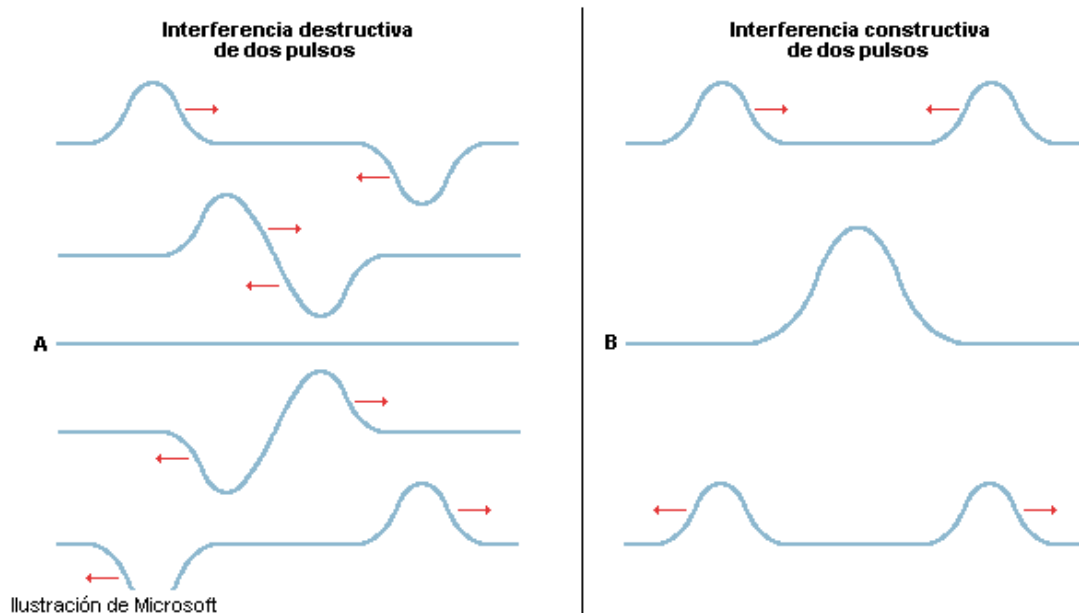


Imagen 10: Interferencia destructiva y constructiva de dos pulsos.

7.5. Absorción

Es la captación de luz u otro tipo de energía radiante por un medio material. La radiación absorbida se puede convertir en calor (aumento de la temperatura del medio) o en otro tipo de fenómenos, como la generación de energía eléctrica en el fotoeléctrico, etc. La radiación que no se absorbe es reflejada, y sus propiedades cambian. Por ejemplo, cuando la luz solar incide sobre un objeto, suele ocurrir que algunas de sus longitudes de onda son absorbidas y otras reflejadas. Si el objeto aparece blanco, es porque toda o casi toda la radiación visible es reflejada. Pero cuando el objeto presenta un color distinto del blanco, significa que parte de la radiación visible es absorbida, mientras otras longitudes de onda son reflejadas y causan una sensación de color cuando inciden en el ojo.

Un objeto que absorbe toda la radiación que incide sobre él se conoce como cuerpo negro.

8. ECUACIONES DE MAXWELL

A partir de las ecuaciones de Maxwell, en su forma diferencial, podremos desarrollar las ecuaciones de ondas. (Apartado 10)

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\end{aligned}$$

Las ecuaciones constitutivas para un medio lineal son:

$$\begin{aligned}\mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} \\ \mathbf{j} &= \sigma \mathbf{E}\end{aligned}$$

9. CAMPOS EN LA FRONTERA ENTRE DOS MEDIOS:

Sea \mathbf{n} un vector unitario normal a la superficie de separación entre dos medios (dieléctricos o conductores), dirigido del medio 1 al medio 2.

$$\begin{aligned}\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) &= \sigma_A \\ \mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) &= 0 \\ \mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) &= \mathbf{0} \\ \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) &= \mathbf{K}_A\end{aligned}$$

Donde σ_A es la densidad superficial de carga en la frontera y \mathbf{K}_A es la densidad superficial de corriente en la frontera.

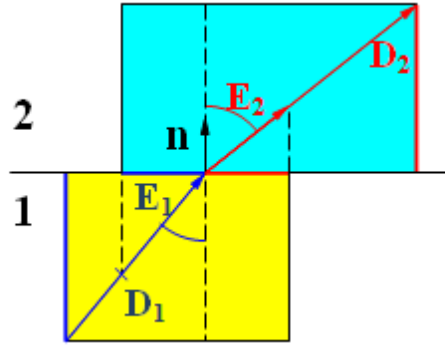


Imagen 11: Campos en la frontera entre dos medios lineales. En la figura: $\mu_2 > \mu_1$ y $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$, sin carga, $\sigma_A = 0$, y sin corriente, $\mathbf{K}_A = \mathbf{0}$, en la frontera; \mathbf{B} es equivalente a \mathbf{D} y \mathbf{H} a \mathbf{E} .

- En el caso de medios materiales ideales (2: conductor perfecto $\sigma_2 = \infty$ y 1: aislante perfecto $\sigma_1 = 0$), los campos se hacen nulos en el conductor. Entonces el campo eléctrico en la frontera (en el dieléctrico) es perpendicular a la frontera (y se acumula carga en ésta: $-\mathbf{n} \cdot \mathbf{D}_1 = \sigma_A$) y el campo magnético es tangencial a la frontera (y hay corriente en ésta: $-\mathbf{n} \times \mathbf{H}_1 = \mathbf{K}_A$).

10. ECUACIÓN DE ONDAS:

Consideramos un medio sin cargas libres: $\rho = 0$, lineal y homogéneo: ε , μ y σ constantes.

Tomando el rotacional de la última ecuación de Maxwell

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = \sigma \nabla \times \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial(\nabla \times \mathbf{E})}{\partial t}$$

$$-\nabla^2 \mathbf{H} = -\sigma \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}$$

Porque $\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot (\mu \mathbf{H}) = \mu \nabla \cdot \mathbf{H} = 0$. De manera análoga se llega a una ecuación análoga para el campo eléctrico:

$$-\nabla^2 \mathbf{E} - \sigma\mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$$

Los campos eléctrico y magnético deben satisfacer además las ecuaciones de Maxwell (es decir, que las soluciones de la ecuación de ondas no implican necesariamente que los campos obtenidos satisfagan las ecuaciones de Maxwell).

10.1. Ondas monocromáticas:

Tienen la forma $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_e(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$, etc., donde la parte espacial $\mathbf{E}_e(\mathbf{r})$ es un vector complejo. Como $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -i\omega \mathbf{E}$ y $\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \omega^2 \mathbf{E}$, la ecuación de ondas queda:

$$\nabla^2 \mathbf{E}_e + i\omega\sigma\mu \mathbf{E}_e + \omega^2\varepsilon\mu \mathbf{E}_e = 0$$

10.2. Ondas planas monocromáticas en medios dieléctricos. La conductividad es nula: $\sigma=0$.

Una onda plana satisface que el campo eléctrico es constante en un plano perpendicular a cierta dirección (la de propagación). Tomada ésta como la del eje Z, entonces $\mathbf{E}_e(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_e(z)$. La ecuación de ondas nos queda:

$$\frac{d^2 \mathbf{E}_e}{dz^2} + \omega^2\varepsilon\mu \mathbf{E}_e = 0$$

Cuya solución es:

$$\mathbf{E}_e(z) = \mathbf{E}_0 e^{i\omega\sqrt{\varepsilon\mu}z}$$

Donde el vector \mathbf{E}_0 es en principio 3D. pero debe satisfacer la primera ecuación de Maxwell ($\varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$), por lo que: $\frac{\partial E_{ex}}{\partial x} + \frac{\partial E_{ey}}{\partial y} + \frac{\partial E_{ez}}{\partial z} = 0 = i\omega\sqrt{\varepsilon\mu}E_{0z}e^{i\omega\sqrt{\varepsilon\mu}z}$

Es decir, que el vector \mathbf{E}_0 solo tiene componentes x e y: $E_{0z}=0$.

- El campo eléctrico es ortogonal a la dirección de propagación.

Aplicando la segunda ecuación de Maxwell a este campo eléctrico se llega a cómo es el campo magnético, cuya parte espacial queda:

$$\mathbf{H}_e = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_e$$

- El campo magnético es ortogonal al campo eléctrico y a la dirección de propagación.
- Los campos son, generalizando la dirección de propagación a otra dada por el vector unitario \mathbf{u} :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i\omega \sqrt{\varepsilon\mu} \mathbf{u} \cdot \mathbf{r}} e^{-i\omega t}$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \mathbf{u} \times \mathbf{E}_0 e^{i\omega \sqrt{\varepsilon\mu} \mathbf{u} \cdot \mathbf{r}} e^{-i\omega t}$$

- Se denomina vector de onda $\mathbf{k} = \omega \sqrt{\varepsilon\mu} \mathbf{u}$, que indica la dirección de propagación de la onda y cuyo módulo $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, siendo la longitud de onda λ . (Nótese que entonces $\mathbf{H}_e = \frac{1}{\mu\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E}_e$).
- La velocidad de fase es $v = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$. El índice de refracción de un medio es $n = \frac{c}{v} = \frac{ck}{\omega} = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$ (siendo $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ y $\mu = \mu_0 \mu_r$) y depende de la longitud de onda de la radiación.

(La llamada constante dieléctrica es ε_r y, a frecuencias ópticas, los medios materiales tienen $\mu_r \simeq 1$ (en microondas, no necesariamente). El índice de refracción suele escribirse $n = \sqrt{\varepsilon}$, entendiéndose por ε únicamente la constante dieléctrica, ε_r , adimensional, y a frecuencias ópticas).

- Se denomina impedancia del medio a la razón de amplitudes de los campos $Z = \frac{|\mathbf{E}|}{|\mathbf{H}|} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$. Para el vacío, es $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \simeq 376.7\Omega$.

- El vector de Poynting $\mathbf{S}=\mathbf{E}\times\mathbf{H}$ indica la dirección e propagación de la energía (la de la onda) y es el flujo de energía que atraviesa la unidad de área (perpendicular a la dirección de propagación) por unidad de tiempo: $S=\omega v$.
- La densidad de energía del campo electromagnético es (energía por unidad de volumen)

$$\omega = \frac{1}{2}(\mathbf{D} \cdot \mathbf{E} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{H})$$

Y en el medio lineal

$$\omega = \frac{1}{2}(\epsilon E^2 + \mu H^2)$$

Las densidades de energía eléctrica y magnética son iguales ($\sqrt{\epsilon}E = \sqrt{\mu}H$).

- $\omega v = \epsilon E^2 \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = E^2 \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} = \frac{E^2}{Z} = EH = S$

10.3. Ondas planas monocromáticas en medios conductores. La conductividad no es nula.

La ecuación es, siendo la dirección de propagación el eje Z.

$$\frac{d^2 \mathbf{E}_e}{dz^2} + i\omega\sigma\mu\mathbf{E}_e + \omega^2\epsilon\mu\mathbf{E}_e = 0$$

Por analogía con el caso dieléctrico, se define la permitividad compleja

$\epsilon = \epsilon + i\frac{\sigma}{\omega}$, de manera que la ecuación resulta:

$$\frac{d^2 \mathbf{E}_e}{dz^2} + \omega^2\mu\epsilon\mathbf{E}_e = 0$$

Una solución es $E_e(z) = E_0 e^{iKz}$. Introducida en la ecuación anterior da

$$-K^2 + i\omega\sigma\mu + \omega^2\varepsilon\mu = 0$$

$$-K^2 + \omega^2\mu = 0$$

Cuyas soluciones son: $K = \omega\sqrt{\varepsilon\mu} = \omega\sqrt{\mu(\varepsilon + i\frac{\sigma}{\omega})} = \omega\sqrt{\mu\varepsilon(1 + i\frac{\sigma}{\varepsilon\omega})} = k\sqrt{1 + i\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}}$

- El tiempo de relajación del medio $\tau = \varepsilon/\sigma$ indica la rapidez con la que las cargas del medio material se mueven bajo la influencia de los campos. Así, el valor de $\omega\tau$ (el período de la onda es $T = 2\pi/\omega$)
 - $\omega\tau \gg 2\pi$, para medios pocos conductores (el tiempo de relajación es grande y la onda ha realizado varios periodos en ese tiempo). La parte imaginaria de la ecuación puede despreciarse y se tiene a situación dieléctrica, resuelta antes.
 - $\omega\tau \ll 2\pi$, para medios buenos conductores ($\tau \sim 10^{-14}s$). La parte imaginaria domina y la ecuación de ondas es esencialmente una ecuación de difusión. Esta situación no la cumplen los conductores a frecuencias ópticas (ni por encima, rayos-X, etc.)
 - De las ecuaciones de Maxwell se llega a: $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\sigma}{\varepsilon}\rho = 0$, cuya solución es $\rho = \rho_0 e^{-t/\tau}$, es decir, $\rho \approx 0$ en un buen conductor (con independencia de la frecuencia de la radiación).
- Suele escribirse $K = \alpha + i\beta$, con α la constante de fase y β la constante de atenuación:

$$\alpha = k \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + (1/\omega\tau)^2}}{2}}$$

$$\beta = k \sqrt{\frac{\sqrt{1 + (1/\omega\tau)^2} - 1}{2}}$$

(Para un dieléctrico $\alpha=k$ y $\beta=0$)

Las soluciones de la ecuación de ondas son (siendo $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = z$):

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_0 e^{-\beta z} e^{i\alpha z} e^{-i\omega t}$$

$$\mathbf{H}(z, t) = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{E}}{k\mu\omega} (\alpha + i\beta)$$

- Hay un amortiguamiento exponencial ($e^{-\beta z}$) de los campos
 - Skin depth: en la aproximación $\sigma \gg \varepsilon\omega$ (válida a frecuencias por debajo del espectro visible para buenos conductores), bajo incidencia normal sobre el conductor (al imponer las condiciones en la frontera), la amplitud de los campos decae en el interior del conductor a $1/e$ su valor en la frontera a la

distancia llamada skin depth (profundidad de penetración)

$$\delta = \frac{1}{\beta} \simeq \sqrt{2/\mu\sigma\omega} \text{ (y } \alpha \approx \beta \text{). Tiende a cero a conductividades}$$

muy altas y disminuye al aumentar la frecuencia.

- No están en fase \mathbf{E} y \mathbf{H} (pues $\beta \neq 0$).
- Se define el vector de onda complejo $\mathbf{K} = K\mathbf{u}_z$ (propagación en el eje Z), así

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} e^{-i\omega t}$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu\omega} \mathbf{K} \times \mathbf{E}$$

- Y el índice de refracción complejo $N = n + ik = \frac{cK}{\omega} = \frac{c}{\omega}(\alpha + i\beta)$ (y la velocidad compleja de fase $V = \frac{\omega}{K}$).

- De la permitividad compleja $\epsilon = \epsilon' + i\frac{\sigma}{\omega}$, que suele escribirse $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$, tenemos

$$\epsilon' = \frac{n^2 - k^2}{\mu c^2} = (n^2 - k^2) \frac{\epsilon_0}{\mu_r}$$

$$\epsilon'' = \frac{2nk}{\mu c^2} = 2nk \frac{\epsilon_0}{\mu_r}$$

10.4. Ondas planas monocromáticas en un medio general.

Un medio material no es puramente dieléctrico ni puramente conductor, salvo de manera aproximada en un rango pequeño de frecuencias.

Además, no solamente hay amortiguamiento en la propagación de la onda EM en un medio material debido a la conductividad no nula del mismo, hay otros mecanismos, que se discuten más adelante, que contribuyen.

Estos mecanismos de absorción de energía (amortiguamiento de la onda) quedan recogidos en los parámetros que determinan su comportamiento físico su constante dieléctrica (parte relativa, adimensional, de la permitividad eléctrica) y su permeabilidad magnética (relativa), complejas.

$$\epsilon = \epsilon_0(\epsilon' + i\epsilon'') + i\frac{\sigma}{\omega}$$

$$\tilde{\mu} = \mu_0(\mu' + i\mu'')$$

Donde se ha separado la contribución de la conductividad a la parte imaginaria de la constante dieléctrica, $\frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega}$, de los otros mecanismos de absorción en medios propiamente dieléctricos, ϵ'' . (No necesariamente todos los autores de datos de constantes dieléctricas lo hacen).

La ecuación de ondas queda entonces

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \epsilon \tilde{\mu} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}_{ext}}{\partial t}$$

Con una ecuación análoga para el campo magnético \mathbf{H} , la densidad de corriente \mathbf{j}_{ext} , producida por fuerzas electromotrices externas, es la generadora de la radiación EM (en nuestro caso, el magnetrón). Se ha supuesto que el medio (típicamente, un filamento metálico) en el que se genera dicha corriente es de permeabilidad magnética μ_0 .

10.5. Mecanismos de absorción dieléctrica.

La imagen 12 ilustra, de manera genérica los mecanismos de relajación y de resonancia dieléctrica, que dan lugar a la absorción de radiación EM. No está incluida la contribución a ϵ'' de la conductividad σ , que decae con el inverso de la frecuencia.

El primero de ellos, conocido como efecto de Maxwell-Wagner, corresponde a la relajación de la carga espacial acumulada en la interfase entre medios de diferente conductividad eléctrica (en un medio heterogéneo), o bien en las fronteras de grano de un policristal. Tiene lugar a frecuencias muy bajas, del orden del hercio. La parte real ϵ' de la constante dieléctrica disminuye, cuando la carga interfacial ya no puede seguir el campo EM de frecuencias más altas. La parte imaginaria ϵ'' de la constante dieléctrica presenta forma de campana frente a la frecuencia, con un pico a la frecuencia de máxima absorción. A frecuencias por debajo de la región de la campana, la carga espacial sigue al campo EM. En el rango de frecuencias en que la carga eléctrica no oscila en fase con el campo eléctrico aparece la campana en la parte imaginaria de la constante dieléctrica, $\epsilon''(\omega)$. A frecuencias por encima, ya no lo sigue en absoluto (y por tanto no oscila). Ha dejado entonces de contribuir a la parte real de la constante dieléctrica y ϵ' ha disminuido.

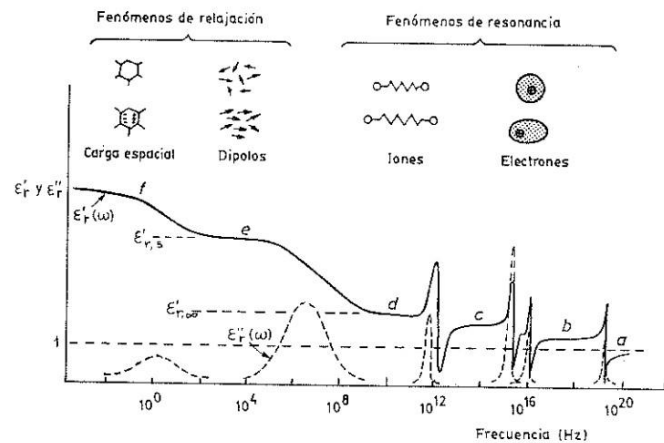


Imagen 12: Mecanismos de relajación y de resonancia dieléctricas

El segundo corresponde a la relajación orientacional de los dipolos eléctricos permanentes del medio (substancias polares). La anchura de las campanas $\epsilon''(\omega)$ de estos procesos de relajación es, en general para todos los medios, significativamente mayor que en los procesos de resonancia, que tienen lugar a mayor frecuencia.

En los procesos de resonancia se produce absorción de energía electromagnética a frecuencias bien definidas, correspondientes a:

- Excitación de vibraciones de la red cristalina de los sólidos (fonones), es decir, de los iones que la forman, que oscilan bajo la influencia del campo: resonancia iónica, a frecuencias del orden del THz.
- Las transiciones energéticas entre niveles discretos de energía de átomos o moléculas en gases; también las transiciones entre las bandas de valencia y la de conducción en sólidos: resonancia electrónica, a frecuencias en el infrarrojo y en el espectro visible (10^{14} Hz)
- Las transiciones energéticas entre los niveles discretos de energía de las capas electrónicas más internas de los átomos: resonancia electrónica, a frecuencias en el espectro de rayos-X (10^{19} Hz).

En estos procesos de resonancia, se produce la absorción de la radiación sólo cuando la frecuencia de ésta coincide con la frecuencia característica del

movimiento (iónico o electrónico). Entonces, la constante dieléctrica (parte real) aumenta, produciéndose un aumento (pico de absorción) en ε' , llamado dispersión normal. A frecuencias de la radiación por encima de la de resonancia, deja de producirse la absorción y tiene lugar una disminución de la constante dieléctrica ε' , llamada dispersión anómala.

A frecuencias por encima de las de rayos-X no hay más excitaciones y la constante dieléctrica es la del vacío.

11. PROPAGACIÓN DE ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS EN UN MEDIO

Ya hemos deducido, a partir de las ecuaciones de Maxwell, que la energía electromagnética se propaga mediante ondas electromagnéticas. También hemos visto que la velocidad de propagación de estas ondas en el vacío es precisamente la velocidad de la luz en el vacío.

Sin embargo, el concepto de vacío se convierte en una mera aproximación teórica, ya que las ondas electromagnéticas pueden propagarse en un medio material, incluyendo el aire.

Lo que vamos a ver en este apartado es la propagación de las ondas electromagnéticas en un único medio. Limitaremos el estudio a ondas electromagnéticas armónicas y planas. Este caso es el más simple de tratar y nos servirá para entender los fenómenos y conceptos más importantes.

11.1. Propagación de ondas electromagnéticas armónicas planas en el vacío

Una onda electromagnética armónica plana es una onda transversal; es decir, su dirección de “vibración” o de oscilación es perpendicular a la dirección de propagación, como se ilustra en la imagen 13.

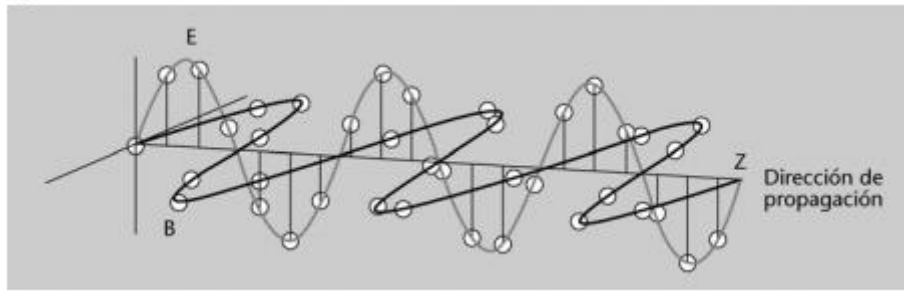


Imagen 13: Representación esquemática de una onda electromagnética

En el dibujo se puede observar que, para una onda electromagnética armónica plana que se propaga a lo largo del eje z , tanto el campo eléctrico \vec{E} (indicado con color gris claro) como el campo magnético \vec{B} (indicado con color gris oscuro) siempre tendrán una dirección perpendicular a este eje z , además, son perpendiculares entre sí.

Recordad que también vimos que la expresión matemática de esta onda plana armónica es, para una onda que se propaga en la dirección del vector de onda \mathbf{k} :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (1)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0 e^{j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (2)$$

Tanto las expresiones para el campo eléctrico (1) como para el campo magnético (2) están estructuradas de la misma manera:

- El primer factor (\mathbf{E}_0 o \mathbf{B}_0) corresponde a las amplitudes de oscilación, es decir, a los valores máximos que pueden alcanzar los campos. También indica su dirección.
- El segundo factor ($e^{j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$) recibe el nombre de fasor y se trata de un número complejo cuyo módulo es siempre 1 y que indica la fase de la onda en un punto y un instante determinados.
- Los parámetros \mathbf{k} y ω son los que determinan las características de la onda. En primer lugar, ω es la frecuencia angular y corresponde al ritmo con el que varía la fase en función del tiempo en una posición determinada. Por otra parte, \mathbf{k} es el

vector de onda. Su dirección indica la dirección de propagación y su módulo (que, a partir de ahora, y para simplificar, denominaremos simplemente k) es el análogo de la frecuencia angular, pero en el espacio, es decir, corresponde a la variación espacial de la fase, en un instante dado.

Sin embargo, aunque son k y ω los parámetros que aparecen en las ecuaciones (1) y (2), es también habitual oír hablar de otros dos parámetros: la longitud de onda (λ) y la frecuencia (f).

12. PROPAGACIÓN DE ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS EN UNA GUÍA:

12.1. Introducción:

Las ondas en las líneas de transmisión son ondas transversales electromagnéticas (TEM), con campos eléctrico y magnético completamente transversales a la dirección de propagación. Los sistemas de transmisión que pueden transmitir ondas electromagnéticas sólo en modos de orden superior son usualmente llamados guías de onda o simplemente guías.

12.2. Circuitos, líneas y guías: una comparación:

A frecuencias bajas, es práctico un concepto de corrientes, voltajes y elementos de circuitos concentrados. Así pues, para un circuito simple, que consista de un generador y un resistor, se puede usar la teoría de circuitos que involucra elementos concentrados

A frecuencias superiores parte de estas ideas se puede ampliar a líneas de longitud considerable con la condición de que se consideren la velocidad de propagación y las constantes distribuidas de la línea. Por lo que, el comportamiento de una línea de transmisión se puede manejar por una extensión de la teoría de circuitos que implica elementos distribuidos.

El último sistema de transmisión del que se va a hablar es un tubo rectangular o cilíndrico hueco o tubo de metal. Una vez llegados a este punto, nos planteamos la siguiente pregunta.

¿Se puede transmitir energía electromagnética con una tubería hueca? Si nuestra experiencia se limitara a circuitos simples o líneas de transmisión, la respuesta sería que no, ya que solo hay un conductor individual y no un circuito de regreso para la corriente.

Sin embargo, con un conocimiento de óptica, la respuesta sería si, puesto que la luz pasaría por un tubo de metal recto y la luz consiste de ondas electromagnéticas de frecuencias extremadamente altas (10^{16} Hz).

Una respuesta completa y correcta sería, sí y no; dependiendo de la frecuencia. En las siguientes secciones de guías de onda se encontrará que esta transición, o baja frecuencia de corte, sucede cuando la longitud de onda es del mismo orden de magnitud que el diámetro del tubo.

Para la tubería de metal hueco o tubo, deberemos centrarnos en el espacio vacío dentro del tubo y en los campos magnéticos y eléctricos E y H en el interior del tubo. Desde el punto de vista de la teoría de campo se considera que la energía en realidad se transmite a través del espacio vacío dentro del tubo y que las corrientes o voltajes sólo son efectos asociados.

12.3. Onda en modo TE en la línea o guía de transmisión:

Como introducción a las guías de ondas, consideramos una línea de transmisión plana paralela infinita, la imagen 14. Ésta es una línea de dos conductores que es capaz de guiar la energía en un modo electromagnético transversal (TEM) con E en la dirección de z .

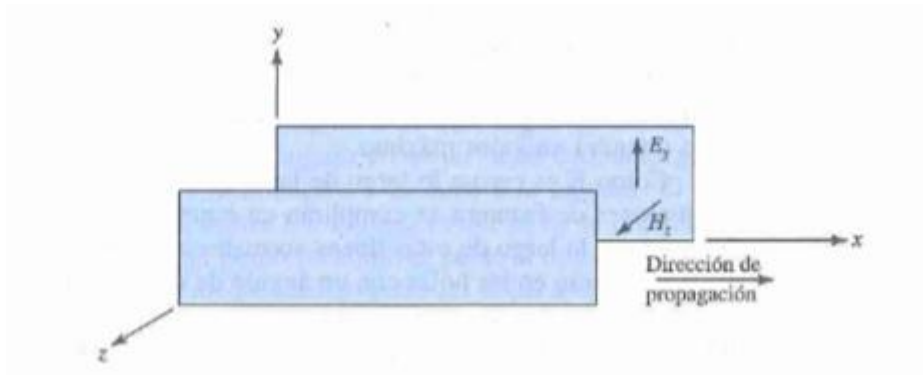


Imagen 14: Línea de transmisión plana paralela infinita.

Aunque sean dos ondas componentes la que se consideren como ondas planas de modo TEM, aparece una onda resultante perteneciente a un modo TE de orden superior. Una importante propiedad de la onda de modo TE es que no será transmitida a menos que la longitud de onda sea lo suficientemente corta. La longitud de onda crítica, a la cual la transmisión ya no es posible, se denomina longitud de onda de corte.

$$\lambda_0 = \frac{2b}{n} \sin \theta$$

λ_0 = longitud de onda, m

b = espaciado de las hojas conductoras, m

n = 1, 2, 3, ...

θ = ángulo entre la dirección de la onda componente y las hojas conductoras

Cuando $\theta = 90^\circ$ se produce la longitud de onda más larga que se puede transmitir en un modo de orden superior, esta longitud de onda es la longitud de onda de corte λ_{oc} , así para $\theta = 90^\circ$,

$$\lambda_{oc} = \frac{2b}{n}$$

Cada valor de n corresponde a un modo de orden superior en particular. Cuando n=1, se encuentra que

$$\lambda_{oc} = 2b \quad \text{Longitud de onda de corte}$$

12.4. Guías de ondas y cavidades resonantes [8, 9, 10]

- **Cilíndrica (tubo circular)**

- Longitud de onda de corte:

$$\lambda_{oc} = 2\pi r_0 / k'_{nr}.$$

Para el modo dominante TE_{11} es $\lambda_{oc} \simeq 3,41r_0$.

A 2.45 GHz, como es en nuestro caso la frecuencia de nuestro magnetrón, la longitud de onda en vacío es $\lambda \simeq 122$ mm. El radio mínimo de la guía de onda (por debajo del cual, la onda no pasa) es $r_0 \simeq 36$ mm. Los puertos de la cámara de vacío son de 2.75'' (33 mm diám., 35 mm largo). La longitud de onda de corte es $\lambda_{oc} \simeq 56$ mm, correspondiente a frecuencia en vacío $f \simeq 5,33$ GHz. Sólo frecuencias superiores a ésta atraviesan el puerto de la cámara sin atenuación.

Estos son los motivos por los que no podemos introducir la radiación producida por nuestro magnetrón desde fuera de la cámara de vacío, hasta su interior. Por lo que se vio que el magnetrón debía estar colocado dentro de nuestro sistema.

- **Cavidad cilíndrica (resonador)**

- La frecuencia de resonancia del modo TE_{nmp} es $f_{npm} =$

$$\frac{1}{2\pi\sqrt{\epsilon\mu}} \sqrt{\left(\frac{p_{nm}}{a}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{l}\right)^2}.$$

- Por ejemplo, para grafito ($\epsilon'_r \simeq 15-20$, $\epsilon''_r \simeq 10-20$) [11], el modo TE_{011} a 2.45 GHz requiere una longitud $l = 2a \simeq 38,6$ mm. El factor de calidad es, para el grafito, debido a las pérdidas dieléctricas, muy bajo $Q_d = \frac{1}{\tan\delta} = \frac{\epsilon'_r}{\epsilon''_r} \simeq 1$ (por ser muy absorbente el propio medio material de las microondas, como se requiere).

- Una cavidad resonante, para incluir en su interior el crisol de grafito, hecha de cobre (o similar) debería ser de dimensiones: $l = 2a \approx 78,9$ mm. Muy posiblemente, la cavidad resonante no es necesaria, dada la excelente absorptividad del grafito (materiales basados en carbono, en general).

- **Guía rectangular. [12]**

Los siguientes parámetros para modos TE_{mn} en guías de ondas rectangulares que serán la base a la hora de realizar los cálculos para saber las dimensiones de la guía rectangular.

Longitud de onda de corte:

$$\lambda_{oc} = \frac{2}{\sqrt{(n/y_1)^2 + (m/z_1)^2}} \quad (m)$$

Longitud de onda en la guía:

$$\lambda_g = \frac{2}{\sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda_{oc})^2}} \quad (m)$$

- Ilustraciones de los campos eléctrico y magnético y de las corrientes en las paredes de la guía en dos modos: TE_{10} y TM_{11} .

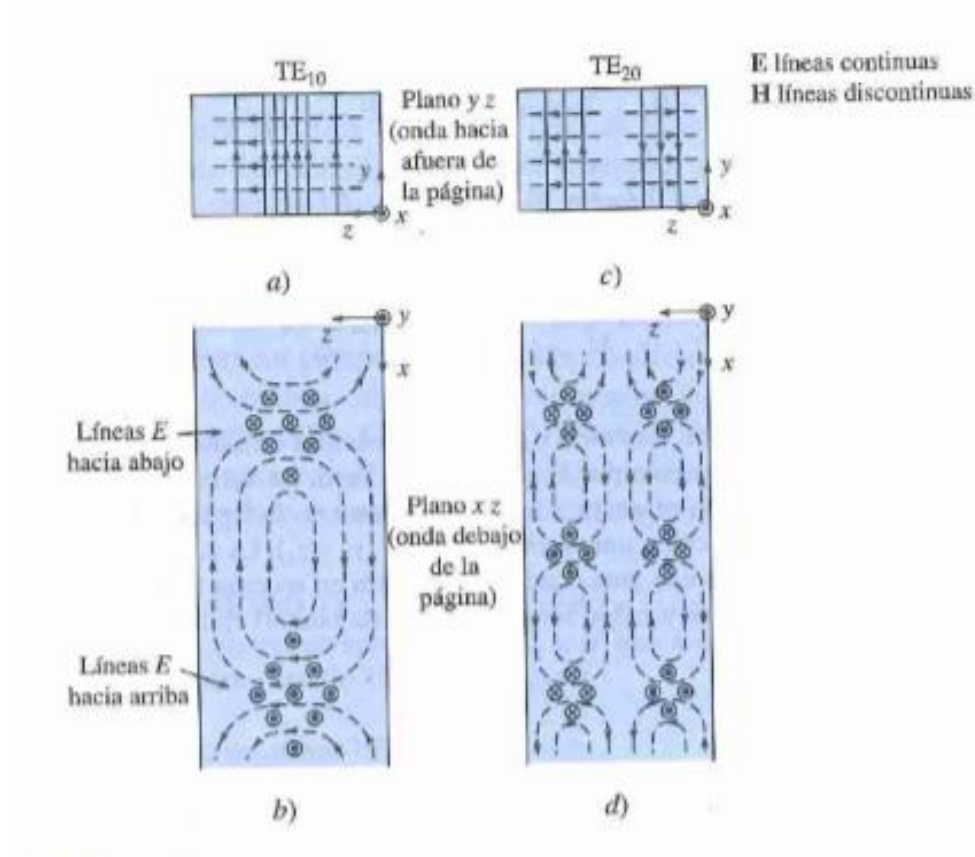


Imagen 15: Configuración de campo para modos TE_{10} y TE_{20} en una guía de ondas rectangular hueca.

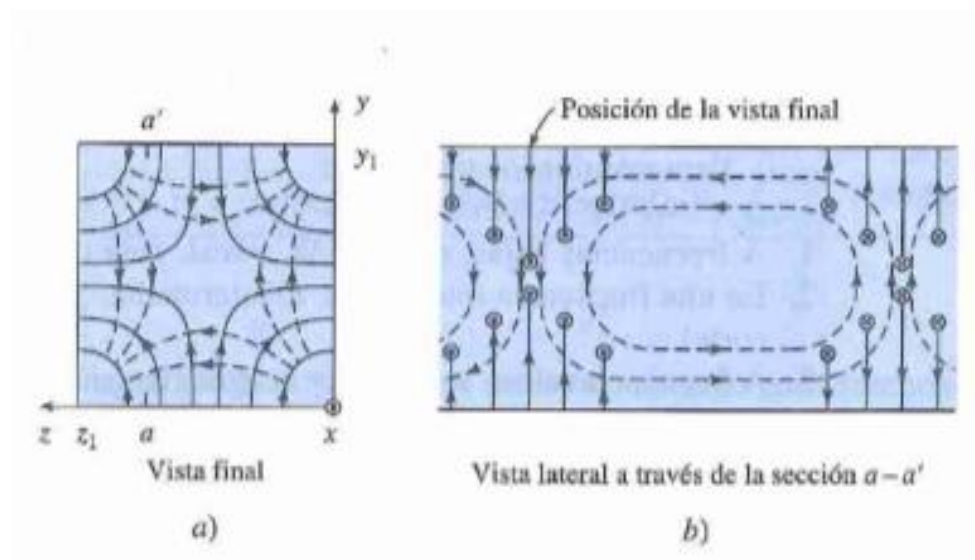


Imagen 16: Configuraciones de campo para un modo TE_{11} en una guía de ondas cuadrada. Las líneas E son continuas y las líneas H son discontinuas.

Indica también cómo excitar dichos modos en la guía insertando a través de agujeros pequeñas sondas. Modo TE_{10} : agujero a

distancia $\lambda_g/4$ de la pared de cierre (cavidad) con sonda paralela al campo eléctrico (campo magnético circular alrededor de la sonda y corrientes en las paredes paralelas al campo eléctrico). Dibujos extraídos (aunque reprocesados) de [20].

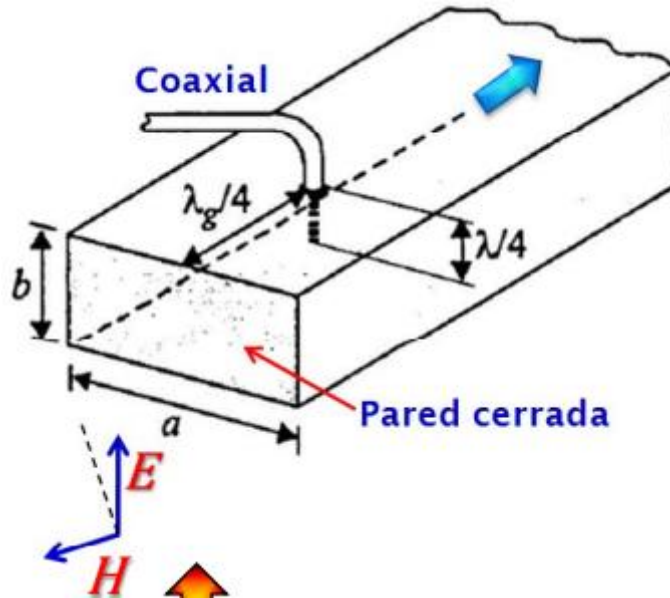


Imagen 17: Inyección de una sonda vertical en una guía rectangular hueca.

13. CALENTAMIENTO DE MATERIALES POR MICROONDAS.

13.1. Observación espacial y cuantificación del calentamiento por microondas en materiales [1]

- El calentamiento debido a tres tipos de procesos:
 - Joule o resistivo en un conductor
 - De inducción magnética: corrientes inducidas en un conductor (mejor si es magnético) y bajo un campo magnético alterno, que disipan por efecto Joule; histéresis en la polarización magnética (imanación), independiente de la frecuencia.
- El calentamiento por este proceso sucede en todo el volumen del material (a diferencia del convencional, por conducción).

- La potencia disipada es la siguiente:

$$P_{dis} = \omega(\epsilon_0 \epsilon''_{eff} E_{rms}^2 + \mu_0 \mu''_{eff} H_{rms}^2) V$$

Donde V es el volumen y $\epsilon''_{eff} = \epsilon'' + \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}$.

- Teflón (PTFE) es un material poco absorbente de microondas en 3-4 GHz

13.2. Absorción por microondas de polvos de pequeñas partículas conductoras para aplicaciones de calentamiento [3]

- Partículas de muy alta conductividad: El calentamiento por Corrientes inducidas, es óptimo para un tamaño medio de partícula de $a = 2,41\delta$ relativo a *skin depth* δ . El campo eléctrico es apantallado, por lo que la absorción dipolar eléctrica contribuye poco.
- Partículas de baja conductividad: el calentamiento por absorción dipolar eléctrica (ϵ''), es óptimo para una conductividad $\sigma \approx 3\omega\epsilon \approx 0,4 S/m$, independientemente del tamaño.
- Partículas submicrométricas: El calentamiento es inefectivo para partículas magnéticas con alta absorción magnética (μ'')

13.3. Características de calefacción por microondas de mezclas de polvo a base de grafito. [4]

- La finalidad de este artículo es determinar qué crisoles basados en grafito son óptimos para el calentamiento por microondas. Mediante; calentamiento a 2.45GHz, 520W mezclas de polvos (10g) en crisol de alúmina 25mL.
- Mezcla de grafito con. Absorbentes Fe₃O₄, MnO₂, SiC y no absorbentes TiO₂, ZrO₂, Al₂O₃. Comparativa de los compuestos sin mezclar.
- Se observa que tiene mejor ritmo de calentamiento con magnetita al 50%: alcanza una temperatura de 800°C en 6 minutos (hasta 240°C/min, el ritmo

depende de T), pero la magnetita se reduce a FeO y Fe y se degrada (no muestran las curvas del proceso en repetición).

- Óptimo 40-50% de grafito con SiC (800°C en 8 minutos, máximo de 140°C/min), sin degradación.
- Mejor ritmo de calentamiento con TiO₂ (o ZrO₂), pero se produce *arcing*.

13.4. Sinterización completa de cuerpos de metal en polvo en un campo de microondas. [6]

- Sinterización de metales en polvo a través de ondas microondas a 2.45GHz, por encima de 1600°C en una atmósfera controlada.
- Muestra en tubo cerámico, rodeado de cerámica aislante, con susceptores de SiC / MoSi₂, dentro de una cavidad multimodo de microondas.
- Las pérdidas por corrientes inducidas contribuyen más que las pérdidas dieléctricas.

13.5. Diferente absorptividad a microondas de medios materiales por campos eléctricos y magnéticos separados. [5] Prueba experimental del papel principal de las pérdidas magnéticas en el calentamiento por microondas de metales y compuestos metálicos [7]

- 2.45GHz - TE₁₀₃ (sección transversal de 86mm × 43mm), 200W máximo usado, cavidad del solo modo. 5mm diam. Granos cilíndricos de 3 mm de largo (metales, cerámica y compuestos) situados en el H-nodo o E-nodo.
- Los metales magnéticos en polvo tienen mejor calentamiento en el campo magnético y muy poco en el campo eléctrico, 300°C / min.
- En los metales en polvo no magnéticos, el calentamiento es similar en ambos campos, 300°C/min; Metal sólido sin calefacción.
- Dieléctricos en polvo: Alúmina mejor en el campo eléctrico y sin calefacción en el campo magnético y ocurrelo contrario con carburo de tungsteno.

14. MAGNETRÓN:

Un magnetrón es un tubo de alto de vacío de alta potencia que se emplea para generar microondas. Su funcionamiento se basa en que los electrones, sometidos a un campo eléctrico y uno magnético cruzados, describen órbitas circulares. Ese movimiento acelerado de las cargas genera radiación de microondas, cuya frecuencia puede sintonizarse construyendo las cavidades del magnetrón de la geometría apropiada, gracias al principio de resonancia.

La frecuencia de las ondas microondas producidas, la frecuencia de resonancia, está determinada por las dimensiones físicas de las cavidades. A diferencia de otros tubos de vacío, tales como un klystron o un tubo de onda progresiva (TWT), el magnetrón no puede funcionar como un amplificador con el fin de aumentar la intensidad de una señal de microondas aplicada; el magnetrón sirve únicamente como un oscilador, que genera radiación de microondas.

Recientemente, ha sido patentada por Fujitsu una modificación en la construcción de un magnetrón comercial [19]. La pieza polar inferior de un magnetrón convencional es modificada con el propósito de mejorar la evacuación de aire de la región donde se produce la radiación de microondas, por el movimiento acelerado de los electrones entre los cuerpos interiores cátodo (central) y ánodo coaxial, sin que con ello se modifique la simetría ni la intensidad del campo magnético en la región donde es necesario ni se atenúe significativamente el contenido de armónicos de la radiación generada (por fugas, *leakage*; aunque la patente no menciona explícitamente qué se mide ni cómo). Para ello se realizan agujeros circulares (a la vez que se da forma a la pieza polar, sin agravar costes de fabricación) en número de hasta 4, situados simétricamente cada 90°, de área individual 16.6 mm².

14.1. Estructura

Las configuraciones exteriores de magnetrones distintos varían según la marca y el modelo; pero las estructuras básicas internas son las mismas; es decir, el ánodo, el filamento, la antena y los imanes.

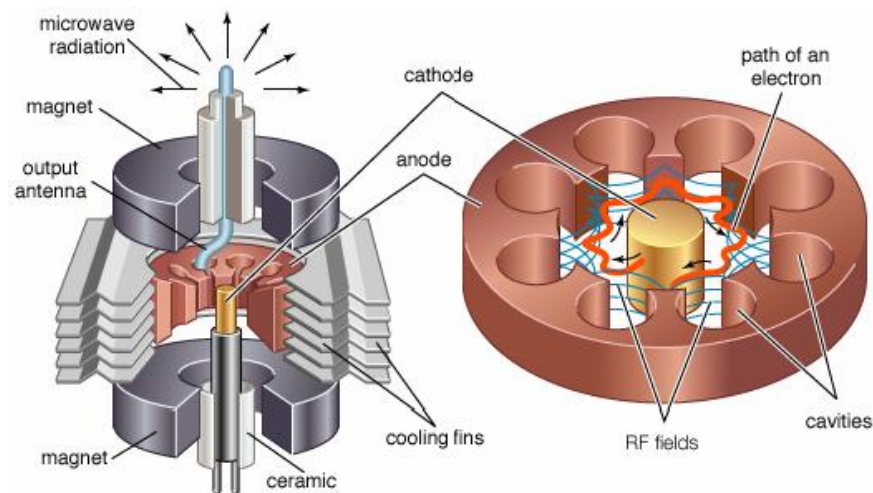


Imagen 18: Estructura interna de un magnetrón (2004 Encyclopædia Britannica, Inc)

- Ánodo (Placa): es un cilindro hueco de hierro del que se proyecta un número par de paletas hacia adentro. Las zonas abiertas en forma de trapecio entre cada una de las paletas son las cavidades resonantes que sirven como circuitos sintonizados y determinan la frecuencia de salida. El ánodo funciona de tal modo que los segmentos alternos deben conectarse, o sujetarse, para que cada segmento sea de polaridad opuesta a la de los segmentos adyacentes.

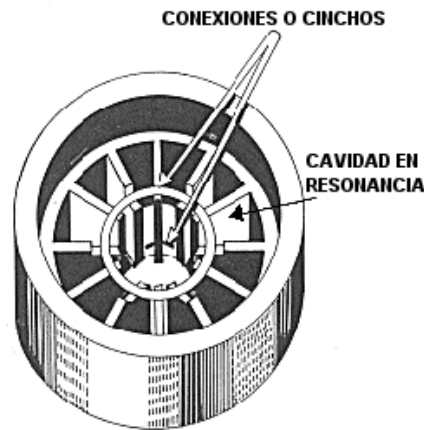


Figura 19: Bloque de ánodo típico con aspas (<http://inventosdelahumanidad.wikispaces.com/>)

- Filamento: llamado también calefactor, sirve como cátodo en el tubo, se ubica en el centro del magnetrón y está sostenido mediante las puntas grandes y rígidas, selladas y blindadas cuidadosamente dentro del tubo.
- Antena: una proyección o círculo conectado con el ánodo y que se extiende dentro de una de las cavidades sintonizadas, se acopla a la guía de onda hacia la que transmite la energía de microondas.
- Imanes: el campo magnético lo producen imanes intensos permanentes que están montados alrededor del magnetrón, para que el campo magnético sea paralelo con el eje del cátodo.

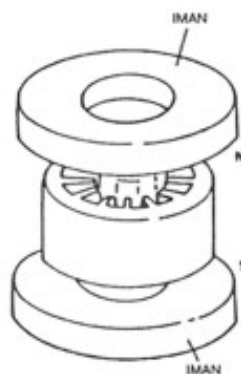


Imagen 20: Imanes de un magnetrón (<http://www.comser.com.ar/>)

14.2. Funcionamiento:

Al hacer circular una corriente eléctrica a través del filamento metálico de titanio, se calienta y produce una nube de electrones a su alrededor. Este filamento se encuentra en una cavidad cilíndrica de metal, que al aplicarle un potencial positivo de alto voltaje con respecto al filamento, éste atrae a las cargas negativas (ánodo).

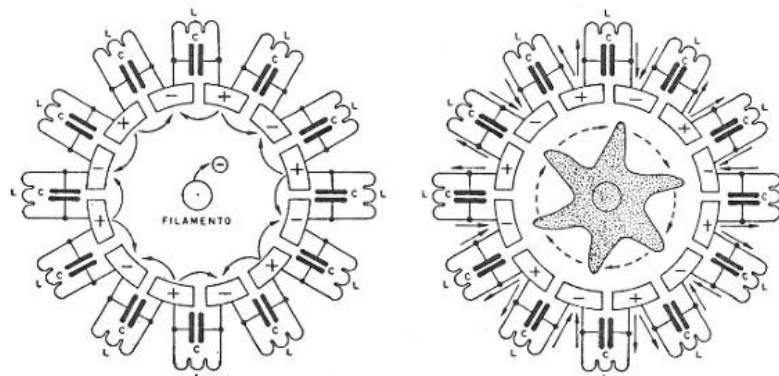


Imagen.21: Funcionamiento del magnetrón (<http://www.comser.com.ar/>)

Los electrones viajarían en forma radial, pero un campo magnético aplicado por imanes permanentes, obliga a los electrones a girar alrededor del filamento en forma de espiral para alcanzar el polo positivo de alto voltaje. Al viajar en forma espiral, los electrones generan una onda electromagnética perpendicular al desplazamiento de los mismos, que es expulsada por un orificio de la cavidad como guía de onda.

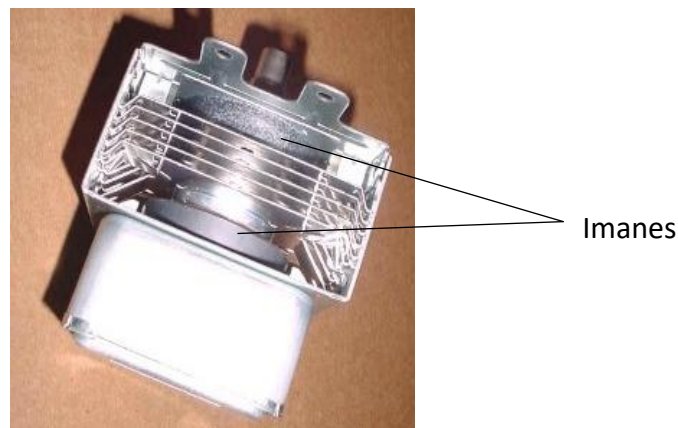


Imagen 22: Imanes en un magnetrón

Normalmente, para que los imanes permanentes no dejen de funcionar por alcanzar la temperatura de Curie (temperatura por encima de la cual un cuerpo ferromagnético pierde su magnetismo, comportándose como un material paramagnético), los magnetrones industriales se enfrían con agua, o más comúnmente, en los hornos de microondas domésticos, mediante ventilación forzada de aire.

14.3. Usos:

- Radares
 - Operado con pulsos cortos
 - Deriva de la frecuencia
 - Energía repartida en un espectro ancho
 - Riesgos sanitarios
- Calentamiento dieléctrico
 - Hornos de microondas: 2.45 GHz
 - La operación es continua
 - 500-1500 W
 - Esterilización, secado de materiales, cocina doméstica.

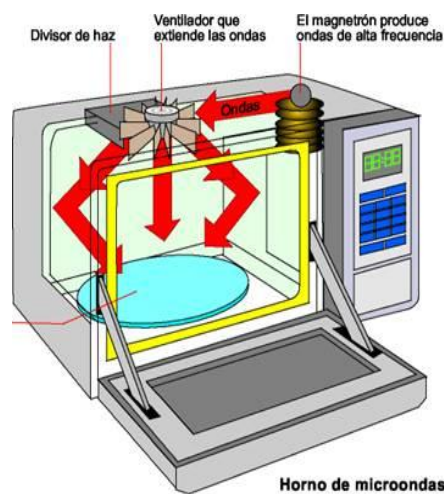


Imagen 23: Esquema de un horno microondas

- Usos de alumbrado
 - Lámparas de sulfuro

14.4. Riesgos para la salud

Un horno de microondas con una puerta deformada o sellado deficiente puede ser peligroso.

A medida que la lente del ojo no tiene flujo de sangre de refrigeración, es particularmente propenso a sobrecalentamiento cuando se expone a radiación de microondas. Este calentamiento puede a su vez conducir a una mayor incidencia de cataratas en su vida posterior.

También hay un considerable peligro eléctrico alrededor de los magnetrones, ya que requieren una fuente de alimentación de alta tensión.

Algunos magnetrones tienen óxido de berilio, como aislantes cerámicos, que son peligrosos si se trituran y se inhalan o se ingieren. La exposición única o crónica puede conducir a la beriliosis, una enfermedad pulmonar incurable. Además, el berilio aparece como un carcinógeno humano confirmado por la IARC. Por lo tanto, los aisladores de cerámica rotos o magnetrones no deben ser manejados directamente.

Todos los magnetrones contienen una pequeña cantidad de torio mezclado con tungsteno en su filamento. Si bien este es un metal radiactivo, el riesgo de cáncer es bajo, ya que nunca se pone en el aire en el uso normal. Sólo si el filamento se saca del magnetrón, finamente triturado, y en caso de que se inhale puede suponer un peligro para la salud.

15. ELEMENTOS DE CONEXIÓN PARA VACÍO (LESKER), JUNTO CON UN ESQUEMA DE REPRESENTACIÓN

15.1. Elementos de conexión:

Pasamuros para gases y líquidos:

Estos son principalmente para la entrega de líquidos o gases a un dispositivo en vacío, a menudo para mantener la temperatura del dispositivo o accionar algunos rotores gas / líquido impulsado.

Las bridas estándares y los puertos de la placa base tienen uno o varios tubos soldados a los agujeros pasantes, por lo que los tubos se extienden hacia fuera a ambos lados de la brida. Los tubos tienen diferentes diámetros y se terminan con una pequeña brida o conexión de gas, tales como *Swagelok* o *Cajon*.

De vez en cuando, alimentadores de gas-líquido se conectan a los dispositivos internos que no están al potencial de tierra. Para estas aplicaciones, utilizar alimentadores de energía aislados eléctricamente con los conductores de tubo.

Al elegir una conexión de interfaz gas-líquido, las principales preocupaciones son una brida que coincide con una brida existente (no se utiliza) en la cámara, el número de tubos de paso de cables, el diámetro del tubo, y las terminaciones de tubo que sea partido componentes existentes o traje de la aplicación.

- **LFT322SWSW: LN2 Configurador de alimentación de cables de fluidos.**



Imagen 24: Configurador de alimentación de cables de fluidos (Catálogo de Lesker)

- **LFT322SWTE**



Imagen 25: Pasacables de potencia (Catálogo de Lesker)

- **EFT0541053: Pasacables de potencia –CF Brida de 5000 voltios.**

Estos alimentadores de energía eléctrica se han valorado a 5000V. Los diversos conductores están aislados con alúmina y clasificado hasta 150A. Con bridas CF son horneables a 450° c y compatible con UHV.

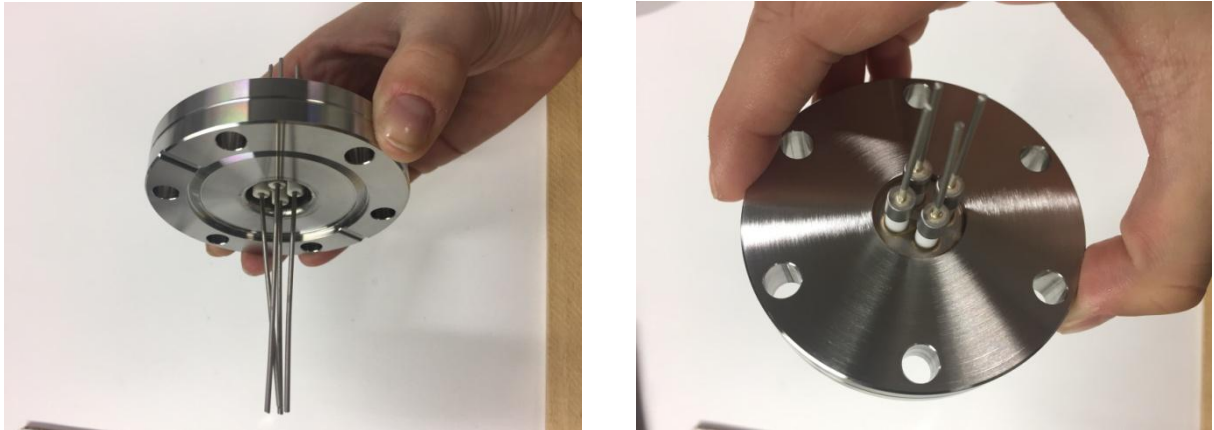


Imagen 26: Pasacables de potencia (Catálogo de Lesker)

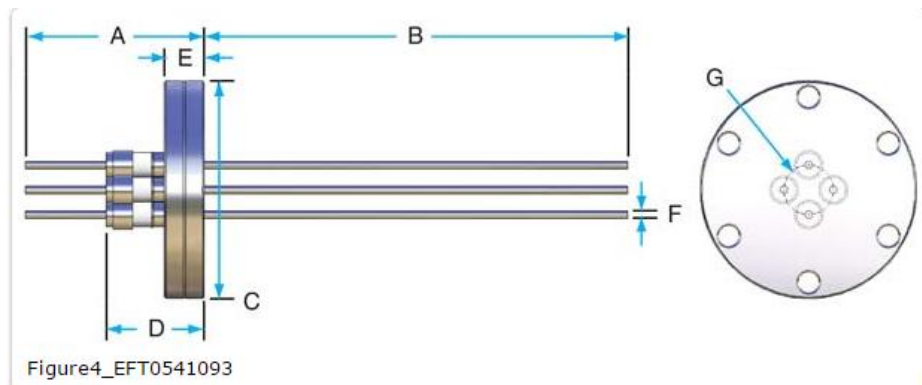


Imagen 27: Esquema de un pasacables de potencia (Catálogo de Lesker)

- **TFT5KP00003: Tipo K Push-on- CF Brida.**

Sirve para transferir los CEM de un termopar a través de una pared de la cámara de vacío a un dispositivo. Clasificado para aplicaciones de alto y ultra vacío (dependiendo de la terminación de montaje).

Termopar tipo K pasacables: Características:

- Cables positivos hechos de Chromel y cables negativos hechos de Alumel
- Rango de temperatura de -200°C a 1250°C
- Asambleas de un solo terminal no vienen con conectores



Imagen 28: Termopar tipo k, pasacables (Catálogo de Lesker)

- **EFT0513253: Pasacables de potencia –CF Brida de 5000 voltios.**

Estos alimentadores de energía eléctrica se han valorado a 5000V. Los diversos conductores están aislados con alúmina y clasificado hasta 150A. Con bridas CF son horneables a 450°C y compatible con UHV.

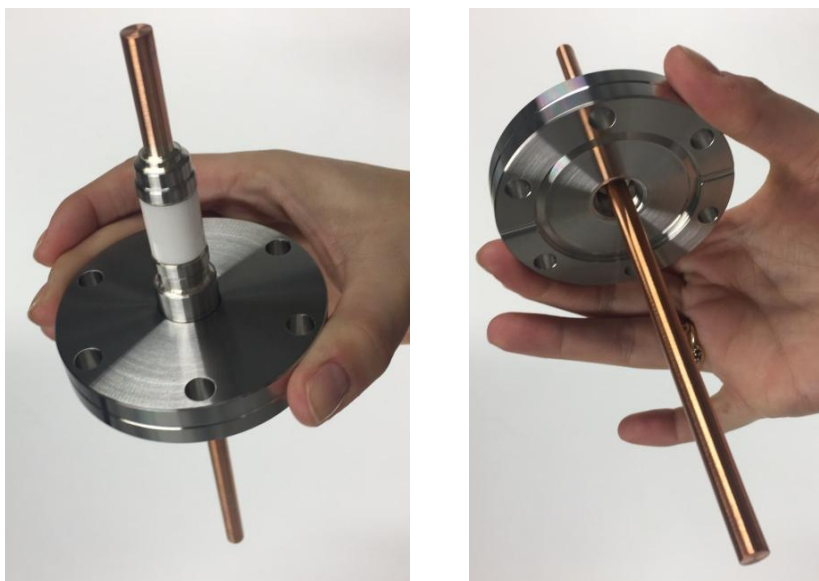


Imagen 29: Pasacables de potencia (Catálogo de Lesker)

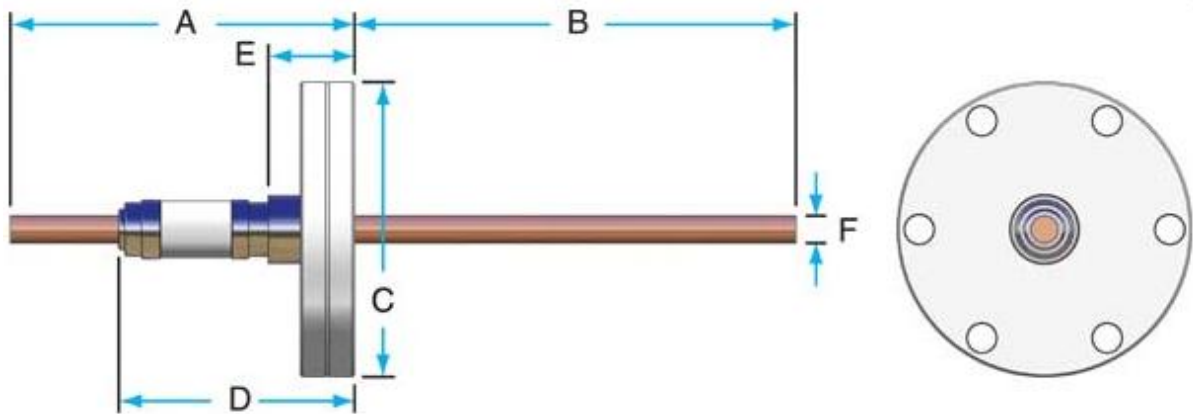


Imagen 30: Esquema de un pasacables de potencia (Catálogo de Lesker)

- **SS-4H: Válvulas de cierre de gas Nupro.**

Tipo H Nupro:

- Rango de temperatura: -62°C a 315°C
- Flujo Coef.CV: 0.28
- Índice de Presión: 1000 (a 21°C ,psi)
- Volumen interno: 1.3 cm^3



Imagen 31. Válvulas de cierre de gas (Catálogo de Lesker)

- **FTACIRCONTV: Conectores Multi-pin, Instrumentación MPC**



Imagen 32: Conectores Multi-pin (Catálogo de Lesker)

- **SS-SS4: Válvulas de gas dosificadoras Nupro**

Controla el flujo de gas en sistemas de vacío, construido de acero inoxidable 316.

S-Series

- Proporcionar un control de flujo muy fino
- Clasificado a 2.000 psi



Imagen 33: Válvulas de gas dosificadoras. (Catálogo de Lesker)

- **FTACIR10AC: Conectores Multi-pin, Instrumentación MPC**



Imagen34: Conectores Multi-pin. (Catálogo de Lesker)

- **FTACIR10V: Conectores Multi-pin, Instrumentación MPC**



Imagen 35: Conectores Multi-pin (Catálogo de Lesker)

- **IFTRG107013: Alimentación Multi-pin bayoneta- CF brida.**

Estos alimentadores de instrumentos de terminales múltiples tienen conectores de bayoneta de bloqueo circulares en el lado del aire y engarcepines en el lado de vacío. Cada aislante, conductor de acero inoxidable chapado en oro de vitrocerámica tiene una potencia de 1000 V con una corriente máxima de 5A. Ni los tapones del lado del aire ni los cables del lado de vacío se incluyen con el paso de cables.



Imagen 36: Alimentación Multi-pin bayoneta. (Catálogo de Lesker)

15.2. Esquema de las conexiones de los distintos elementos.

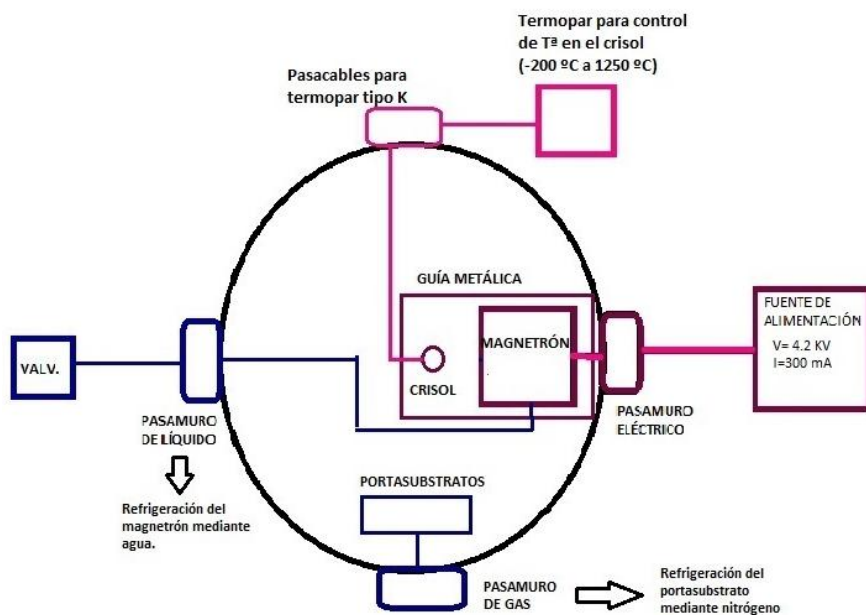


Imagen 37: Esquema de conexiones de nuestros elementos.

16. MATERIALES PARA ULTRA-VACÍO

Es muy importante usar los materiales apropiados en cualquier sistema de vacío, especialmente donde la presión es de 1×10^{-9} Torr o inferior.

La mayoría de los plásticos tienen alta presión de vapor, pero algunos metales también. El zinc y el cadmio son muy poco recomendables. El zinc además puede contaminar cualquier cátodo y cualquier superficie de alto voltaje.

La mayoría de aleaciones comunes por soldadura contienen zinc y cadmio, pero hay aleaciones disponibles para vacío que trabajen bien y que no contaminen el limpio sistema de vacío. El eutéctico plata-cobre es excelente y es conocido por varios nombres como: Cusil, BT y Aircosil M. Tiene un punto de fusión relativamente alto de 778°C , por lo que los fundentes de soldadura fuerte no pueden usarse. Se puede utilizar una antorcha de hidrógeno o una soldadora helicoidal para unir cobre con esta aleación.

WESCO recientemente triunfó con una aleación llamada Cusiltin que es cobre, plata y estaño. Tiene baja presión de vapor y el punto de fusión está muy próximo a las aleaciones comunes de plata al 35%. Funciona muy bien con los flujos de soldadura de pasta, y está disponible en hojas y formas de alambre. Es un material muy bueno para sistemas de vacío.

Las soldaduras blandas tales como 50-50 o 60-40 (TIN-LEAD) son usadas en vacío ya que no tienen que ser cocidos al horno a alta temperatura, puesto que el punto de fusión de 60-40 es sobre 180°C . Sin embargo, una soldadura blanda buena para el vacío es un eutéctico estaño-plata 95-5. Elimina el plomo de mayor presión de vapor y un punto de fusión superior de unos 230°C permite que los sistemas se horneen hasta 200°C . También hay una aleación de soldadura 95-5 de estaño y antimonio. El antimonio tiene aproximadamente la misma presión de vapor que el plomo, así que asegúrese de obtener el estaño-plata.

En lugar de soldadura blanda, considere otros métodos de conexión tales como abrazaderas de tornillo, soldadura helicoidal y soldadura por puntos donde tales juntas son posibles.

No se puede utilizar latón. Debemos comprobar todos los pernos y tuercas con un imán para asegurarse de que son de acero inoxidable y no de acero al cadmio.

Los materiales buenos para alto vacío son:

- Acero inoxidable
- Aleaciones de níquel
- Níquel
- Cobre
- Titanio
- Niobio
- Cerámicos de alúmina
- Cerámica mecanizable
- Acero desgasificado al vacío

Vacío de gas de acero, acero inoxidable y titanio para eliminar el hidrógeno atrapado

Usar cerámica para aislar cuando sea posible, tratar de eliminar G-10, teflón, G-30 y kapton. Quitar todos los fundentes blandos de soldadura o de soldadura fuerte si se usan, y manejar todas las partes con guantes de nylon limpios.

17. LIMPIEZA DE MATERIALES

Las piezas que disponemos para introducir en la cámara de ultra vacío deben estar completamente limpias de imperfecciones, ya que una vez introducidas en la cámara podrían desgasificar la suciedad acumulada en sus superficies. Como cada material se debe limpiar de diferente manera, a continuación, se describen las técnicas de limpieza que se utilizan para cada elemento.

17.1. Limpieza de hierro y acero:

Para la limpieza de hierro y acero hay que hacer la siguiente disolución.

Ácido fórmico (HCOOH).....45% (vol)

H₂O₂.....45% (vol)

Agua desionizada.....10% (vol)

Sumergir la pieza en la disolución a 80°C durante 2 minutos.

La disolución se hace en una cubeta en una cubeta de acero inoxidable en la que cabe la guía, en el momento que comienza a hervir la disolución empieza a cambiar de color debido a la limpieza del material.

Esta limpieza hay que hacerla bajo un extractor y con gafas de seguridad ya que se produce una reacción química en la cual se desprenden gases tóxicos.

También deberemos usar guantes de látex o vinilo debido al ácido fórmico que podría irritarnos o incluso quemarnos la piel.

17.2. Acero inoxidable AISI 304L y AISI 316L

Este material es el más utilizado en las piezas de nuestro sistema, ya que se encuentra formando la totalidad de los collares, base de la bomba de ionización, puertos de salida, cubiertas, y elementos de acero adicionales del sistema. Para su limpieza, se realiza un primer lavado con Alconox (detergente para limpieza de materiales), el cual elimina la mayor parte de la suciedad de los elementos.

Posteriormente se realiza una limpieza por medio de ultrasonidos que permite una limpieza más a fondo de los componentes más pequeños de nuestro sistema, los cuales se sumergen en un cubo de agua destilada y se procede a realizar la limpieza. (Explicación en la limpieza de los componentes del magnetrón).

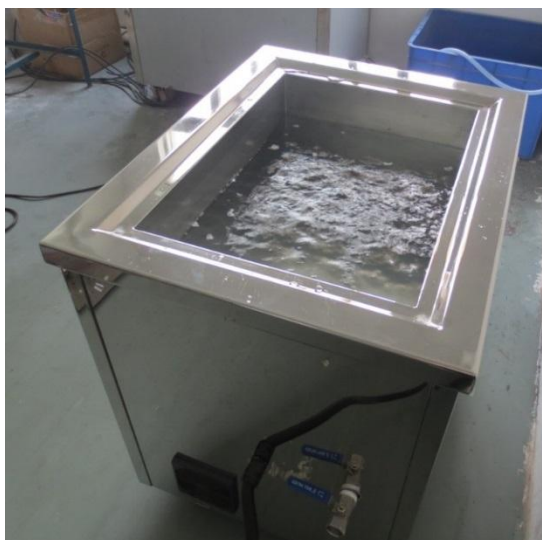


Imagen 38: Cubeta para limpieza ultrasónica con agua destilada

Por último, se realiza una pasada con un trozo de papel, o con un trapo sintético (siempre con el uso de guantes de vinilo) cubierto por acetona sobre las superficies del material a limpiar.

17.3. Juntas de cobre y de vitón

En el caso de las juntas de cobre, se realiza simplemente una limpieza con un trapo sintético o un trozo de papel con acetona, pasándolo por la superficie usando guantes de vinilo.

En cambio, para limpiar juntas de vitón, dado que la acetona da lugar a una reacción química que disuelve el polímero de fluorocarbono (material de la junta de vitón), se utiliza isopropanol aplicándolo directamente en la superficie. De esta forma se realiza la limpieza de las juntas, que es conveniente realizarla siempre que se realice la apertura de la cámara.

18. DEGASIFICACIÓN DE LOS ELEMENTOS

Tenemos que tener en cuenta que todo material que se introduzca en nuestra cámara de alto vacío deben estar completamente limpios. Y que en toda superficie hay suciedad, por lo que la velocidad a la que se produce la disminución de presión es relativamente lenta.

Para evitar unos tiempos de espera largos se realiza un tratamiento *bakeout*, que es un calentamiento, para acelerar la degasificación.

Este proceso trata de un calentamiento de los elementos de nuestro sistema (en este caso los collares de la cámara) por medio de unos collares calefactores, que calientan la cámara a temperaturas, alrededor de 250 °C a 400 °C para degasificar. Debido a que en nuestro sistema tenemos las juntas de vitón, no podemos superar una temperatura de calentamiento de más de 100 °C ya que a aproximadamente 150 °C el polímero empieza a descomponerse, y deja de ser impermeable a los gases, impidiendo un aislamiento completo que haría de nuestro sistema, un sistema ineficaz. Debido a este motivo, el sello hermético al vacío suele estar hecho de materiales resistentes a alta temperatura.

La bomba seca se pone en funcionamiento desde el principio, y se comienza a calentar la cámara lo más uniformemente posible con el uso de hasta 3 collares calefactores diferentes. Una vez alcanzada la temperatura de 100 °C, se mantiene durante 1 o 2 días, produciendo la degasificación de la mayor suciedad posible.

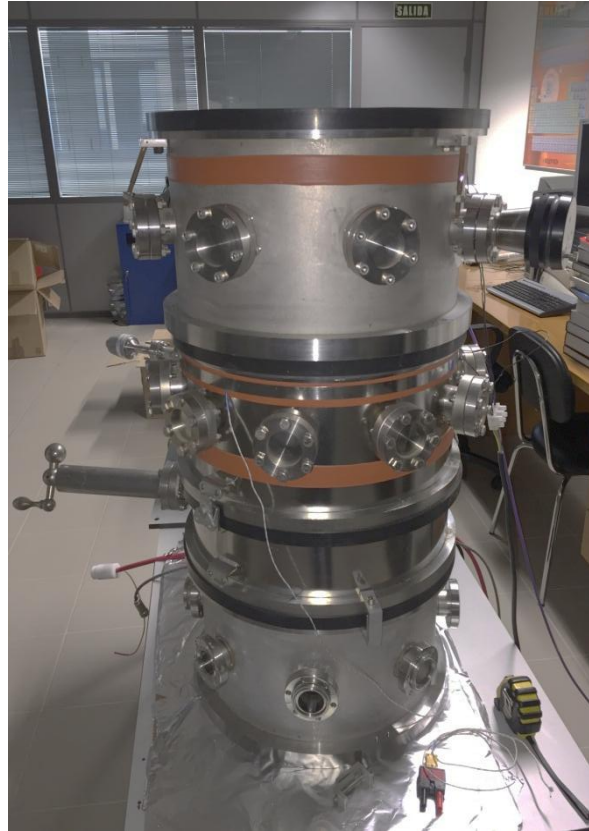


Imagen 39: Cámara de alto vacío con sus respectivos collares calefactores.

Finalmente, se enfría la cámara, y se puede comprobar que la presión última del sistema es menor que la presión última antes de realizar el proceso de horneado.

19. PARA LA LIMPIEZA DEL MAGNETRÓN:

Se desmonta la chapa superior, se saca el imán del magnetrón junto la corona y el disco metálico. Se introduce en agua y se limpia a través ultrasonido.

La limpieza por ultrasonidos se basa en el principio de ondas de alta frecuencia (a partir de 20 KHz) producidas en el líquido en el que las piezas se sumergen. La naturaleza de la energía ultrasónica proporciona el empuje físico requerido para romper los enlaces mecánicos e iónicos que establecen las partículas muy pequeñas alojadas en la superficie.

Debido a la frecuencia de trabajo y la densidad del líquido, se forman continuas depresiones y sobrepresiones que aparecen y desaparecen en cuestión de

microsegundos en el líquido, haciendo implosionar la molécula de agua, aproximadamente 40.000 veces por segundo, produciendo un microcepillado que actúa alrededor de cualquier elemento que se introduzca. Este efecto recibe el nombre de cavitación ultrasónica, y elimina la suciedad de la superficie de las piezas sumergidas incluso en los puntos de más difícil acceso. Puede alcanzar las áreas internas que no son accesibles con otros medios de limpieza.

20. CÁLCULO DE LAS DIMENSIONES DE LA CAVIDAD RESONANTE:

Para que a y b fueran unas dimensiones correctas para que se propague una onda dentro de una guía rectangular hueca, se deben cumplir las condiciones citadas en el apartado 12:

$$\lambda_c \leq \lambda_o \simeq 122$$

$$f_c < f_o$$

$$f_c = \frac{1}{2\sqrt{\mu\epsilon}} \cdot \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}$$

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}}$$

Siendo f_c la frecuencia de corte y λ_c , la longitud de onda de corte; a y b son las dimensiones de la cavidad resonante.

Para el modo dominante: $n=0$ y $m=1$;

- Si $a=5$ y $b=3.5$

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{(1/5)^2}} = 10(cm) = 100(mm)$$

La longitud de onda corte es menor que λ_o (longitud de onda inicial) luego cumpliría:

$$\lambda_c = 100(mm) < \lambda_o \simeq 122$$

$$f_o = 2.456 \text{ GHz}$$

Para el modo dominante:

$$f_c = \frac{c}{2a} = \frac{3 \cdot 10^8}{2 \cdot 5 \cdot 10^{-2}} = 3(GHz) \text{ No puede ser porque debería ser } f_c < f_o$$

c= Velocidad de la luz en espacio libre

a= Longitud de sección transversal, llamaremos “a” a la más ancha de las dos.

- Si a=6 y b=3.5

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{1}{6 \cdot 10^{-2}}\right)^2 + (0)^2}} = 0.199 \text{ (m)} \simeq 120 \text{ (mm)}$$

$$f_c = \frac{3 \cdot 10^8}{4 \cdot 6 \cdot 10^{-2}} \cdot \sqrt{0 + \frac{(6 \cdot 10^{-2})^2}{(3.5 \cdot 10^{-2})^2}} \cdot 1^2 = 2.1436 \text{ (GHz)}$$

$$\lambda_c = 120 \text{ (mm)} < \lambda_o \simeq 122 \text{ (mm)}$$

$$f_c = 2.1436 \text{ (GHz)} < f_o \simeq 2.45 \text{ (GHz)}$$

Cumple por lo que este caso podría ser correcto.

Condiciones para la guía con las que hemos hecho las pruebas.

δ (acero@ 2.45 GHz) a=90 (mm) y b=40 (mm)

$$f_c = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} = f_c = \frac{1}{4a} \cdot \sqrt{m^2 + \frac{a^2}{b^2} \cdot n^2}$$

Para TE₁₀ (m=1, n=0)

$$f_c = \frac{1}{2 \cdot 9 \cdot 10^{-2}} \cdot \sqrt{0^2 + \frac{(9 \cdot 10^{-2})^2}{(4 \cdot 10^{-2})^2} \cdot 1^2} = 3.75 \text{ (GHz)}$$

$$f_c = 3.75 \text{ (GHz)} > f_o \simeq 2.45 \text{ (GHz)}$$

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{1}{9 \cdot 10^{-2}}\right)^2 + (0)^2}} = 0.180 \text{ (m)} = 180 \text{ (mm)}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \cdot \mu_0 \mu_r}}$$

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda_c)^2}} = \frac{122}{\sqrt{1 - (122/180)^2}} = \frac{122}{0.7352668} = 165.93 \text{ (mm)}$$

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f_{101} \mu_0 \sigma_c}}$$

$$\sigma_c = 7 \cdot 10^6$$

$\mu_0 = \text{en el vacío y para el acero} = 1$

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot 1,667 \cdot 10^9 \cdot 4\pi 10^{-7} \cdot 7 \cdot 10^6}} = 4.66 \cdot 10^{-6}$$

$$Q_{TE} = \frac{(a^2 + c^2)abc}{\delta[2b(a^3 + c^3) + ac(a^2 + c^2)]}$$

$$= \frac{(0.09^2 + 0.166^2)0.09 \cdot 0.04 \cdot 0.166}{4.66 \cdot 10^{-6}[2 \cdot 0.04(0.09^3 + 0.166^3) + 0.09 \cdot 0.166(0.09^2 + 0.166^2)]}$$

$$= 4778.17$$

$a=80$ (mm) y $b=40$ (mm)

$$f_c = \frac{c}{2a} = \frac{3 \cdot 10^8}{2 \cdot 8 \cdot 10^{-2}} = 1.875 \text{ GHz} < f_o = 2.45 \text{ GHz}$$

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{1}{8 \cdot 10^{-2}}\right)^2 + 0}} = 0.16 \text{ m} = 160 \text{ (mm)} > \lambda_0$$

$$= 120 \text{ (mm)}$$

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda_c)^2}} = \frac{122}{\sqrt{1 - (122/160)^2}} = \frac{122}{\sqrt{0.41859}} = \frac{122}{0.647}$$

$$= 188.56 \text{ (mm)}$$

21. EXPERIMENTACIÓN CON EL MAGNETRÓN.

Disponemos de tres microondas para poder aprovechar los magnetrones de cada uno de ellos. Pero en primer lugar hay que comprobar que se encuentran en buen estado, para ello lo que hacemos es introducir dentro del microondas un tapón de plástico lleno de agua, con una bombillita en su interior quedando sumergida hasta la mitad. Se conecta el microondas durante unos segundos y en aproximadamente cinco segundos se debe encender la bombilla; y así, sabremos que funciona correctamente. En nuestro caso todos están perfectamente, por lo que procedemos a desmontar los microondas y extraer cada uno de los magnetrones. Antes de desconectar los magnetrones del microondas, tomamos una serie de fotografías para no olvidar todas las conexiones, que posteriormente necesitaremos para hacer las primeras pruebas.

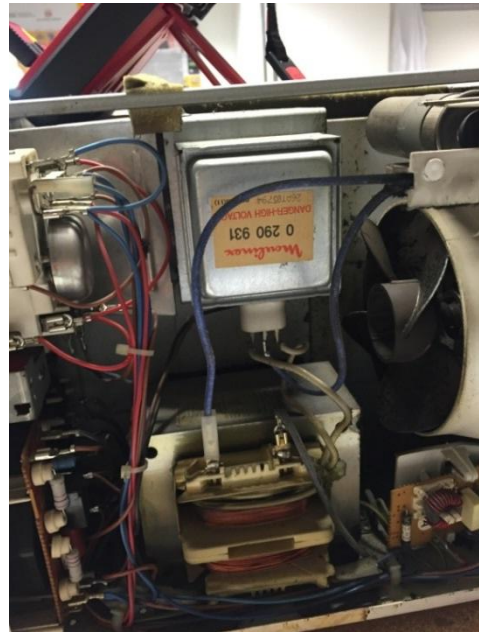


Imagen 40: Conexiones del magnetrón

La finalidad de este proyecto es la implementación de un magnetrón convencional como es el que se observa en la imagen de arriba. Pero antes de introducirlo en la cámara, procedemos a realizar experimentos en el exterior.

Como ya se ha explicado con anterioridad, el magnetrón es un dispositivo que transforma la energía eléctrica en energía electromagnética en forma de microondas.

Las ondas microondas se expanden de forma radial a través de la antena del magnetrón, que se encuentra en la parte superior.

La antena del magnetrón estará introducida en una ranura de la guía metálica. Las guías metálicas estarán apoyadas sobre el carrusel, el cual en un principio iba a ser móvil para tener más opciones a la hora de coevaporar los materiales; se hicieron varias propuestas del diseño de este carrusel con distintas longitudes de guías, pero debido a los cálculos hechos con anterioridad. Se cree que la mejor opción es dejar los magnetrones fijos e introducir el mayor número que cupiesen en la cámara de alto vacío.

Como es un tema bastante novedoso, no hay apenas documentación de la propagación de ondas microondas a través de una guía metálica, introduciendo en su interior a x distancia de la fuente que produce las ondas, un componente que altera su naturaleza de propagación. A través de artículos y libros leídos, vimos la forma de cómo calcular las dimensiones de la guía, sabiendo la frecuencia y la longitud de onda, de las ondas electromagnéticas producidas por nuestro magnetrón.

Una vez calculadas las dimensiones, observamos que la cámara de alto vacío debido a sus limitaciones de tamaño, nos impedía introducir las guías metálicas con esas dimensiones, como hemos dicho anteriormente. Esto podría ser un problema porque ahora lo que hay que hacer son pruebas experimentales porque no sabemos qué modo se va a propagar dentro de la guía.

Para estas pruebas experimentales lo primero que hacemos es la fabricación de la guía metálica (acero inoxidable, que tenemos en el taller ya que únicamente va a ser experimental). Esta guía la haremos de las dimensiones calculadas anteriormente. Por una parte de la guía le pondremos una tapa y la otra se quedará abierta, además en la parte inferior se le hará una ranura por la que se insertará posteriormente la antena del magnetrón.

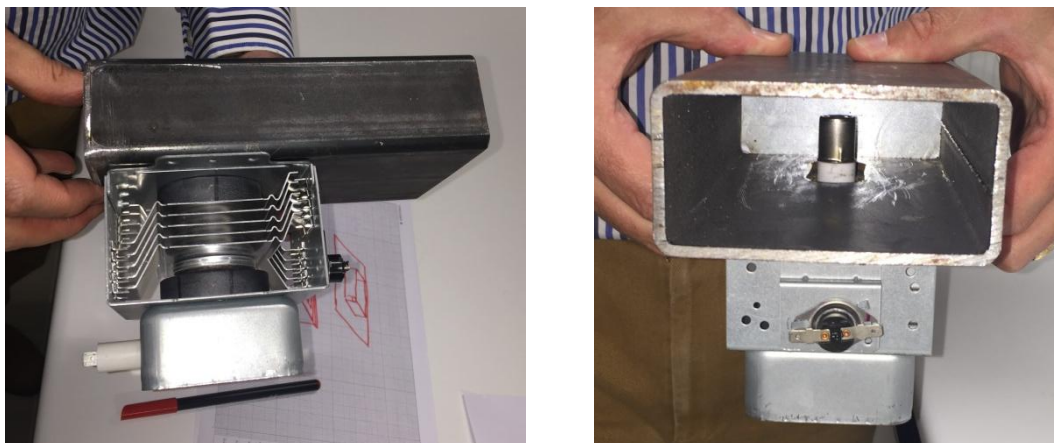


Imagen 41: Guía metálica junto con magnetrón

En segundo lugar, procederemos a realizar el soporte para la guía metálica junto con el magnetrón. Que consistirá en un prisma de madera con una cara al descubierto.

Un tema importante que no podemos dejar de lado es, que al hacer experimentos fuera de una cámara aislada debemos tener en cuenta, que dentro de la caja va a estar colocado el magnetrón asomando la antena por una rendija dentro de la guía metálica. Por lo tanto, las ondas se pueden dispersar; y lo que hicimos fue calcular la penetración de una onda electromagnética en el papel de aluminio (fenómeno conocido por: *skindepht*) y forrar la caja con aluminio, para que esas ondas que pudiesen dispersarse, penetraran en el papel de aluminio y no se propagasen por nuestro entorno, ya que podría ser peligroso.

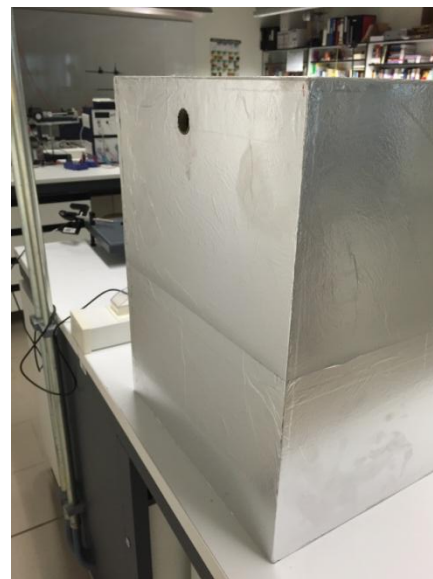
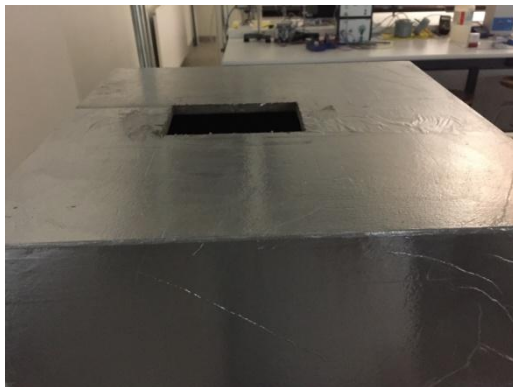


Imagen 42: Soporte forrado de aluminio para experimentos con el magnetrón.

Por la parte superior de la caja estará atornillado el magnetrón el cual asomará la antena, y sobre el que pondremos la guía metálica para que se propaguen las ondas en ella. Por un lateral tenemos una apertura por la que haremos pasar todos los cables que van desde el magnetrón hasta la corriente.

Una vez colocado nuestro magnetrón en la posición correcta, procedemos a conectar los cables de nuevo al microondas para poder calcular el tiempo que queremos que esté funcionando. Tenemos que tener mucho cuidado de tener todos los plomos apagados ya que tenemos el microondas abierto y podría haber riesgo de una descarga eléctrica. Una persona estará en la parte del microondas para darle el tiempo deseado, y otra, que acto seguido active la corriente para que comience a funcionar.

Nunca nos pondremos de frente a la propagación de las ondas por seguridad.

Una vez comienza el microondas a funcionar, en cuestión de 5 segundos se pone la antena incandescente y acto seguido se ilumina la bombilla.



Imagen 43: Sistema antes de poner en funcionamiento el microondas.

Con este experimento podemos concluir que, nuestro sistema funciona correctamente y que la bombilla absorbe las ondas microondas correctamente.

22. MODELIZACIÓN EN MATLAB:

22.1. Fundamentos matemáticos.

El programa que vamos a utilizar para la resolución de dicha ecuación, es el MATLAB.

Como hemos hablado en el apartado anterior la ecuación de ondas que se quiere satisfacer es la siguiente:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \epsilon \tilde{\mu} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}_{ext}}{\partial t}$$

Donde tenemos permitividad (ϵ) y permeabilidad ($\tilde{\mu}$) complejas, ya que, un medio material, no es ni puramente dieléctrico ni conductor.

Lo primero que hace este programa para la resolución de este tipo de ecuaciones, es separar la ecuación en la parte espacial y la parte temporal.

En este problema la parte espacial se resolverá a través del método de elementos finitos, y la parte temporal con el método multistep.

22.1.1. Método de elementos finitos.

- **Formulación variacional.**
 - El problema diferencial

El objeto del presente proyecto es llegar a la formulación variacional de un problema de contorno para la ecuación de Helmholtz.

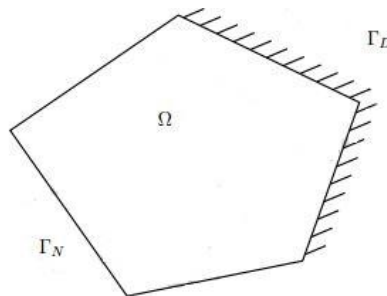


Imagen 44: Esquema del dominio para el problema diferencial

Consideremos en primer lugar el problema que resolveremos en estas notas:

$$\begin{aligned} -\Delta u + cu &= f, \text{ en } \Omega \\ \gamma u &= g_D, \text{ en } \Gamma_D, \partial_n u = \mathbf{g}_N \cdot \mathbf{n} = \Gamma_N \end{aligned}$$

Viendo la geometría de la imagen 44, Ω es el dominio del polígono con frontera Γ y vector unitario exterior \mathbf{n} , esto es, un vector de longitud 1 que apunta hacia el exterior del dominio.

La frontera está dividida en dos partes Γ_D y Γ_N (ver imagen 44). El operador γ es el operador traza, que consiste simplemente en restringir una función definida en principio en Ω a Γ .

En la ecuación anterior Δu es el laplaciano u operador de Laplace que para funciones de dos variables (x, y) viene dado por

$$-\Delta u = \partial_{xx}u + \partial_{yy}u,$$

y $c \in \mathbb{R}$ es un número real positivo.

Por otro lado ∂_n es la derivada normal exterior en Γ , es decir

$$\partial_{nu}(\mathbf{x}) = (\nabla u)(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}), \mathbf{x} \in \Gamma$$

con

$$\nabla u = [\partial_{xu} \partial_{yu}]$$

el vector gradiente, que tomaremos siempre como vector fila en nuestros cálculos cuando interaccione con matrices, por ejemplo, en la regla de la cadena. La incógnita de la ecuación es la función u , y los datos de entrada son f , el término fuente y g_D , $\mathbf{g}_N \cdot \mathbf{n}$ las condiciones de frontera que especifican la traza y el flujo

sobre cada una de las partes de la frontera. Se conocen, respectivamente, como dato Dirichlet y dato Neumann. En esta expresión, \mathbf{g}_N es una función vectorial, esto es,

$$\mathbf{g}_N = (g_N^1, g_N^2),$$

pero sólo es dato su componente normal en Γ_N . Es decir, podemos reemplazarla por la función

$$g_N := \mathbf{g}_N \cdot \mathbf{n}$$

y así lo haremos en algunas ocasiones en lo que sigue.

○ Formulación variacional

El método de elementos finitos, no resuelve el problema, sino que trabaja sobre un problema que esencialmente es equivalente. Vamos a ver en este apartado cuál es este problema, lo que se conoce como formulación débil.

El punto de partida es el teorema de la divergencia que afirma que

$$\int_{\Gamma} (\gamma \mathbf{F}) \cdot \mathbf{n} = \int_{\Omega} \nabla \cdot \mathbf{F}$$

En esta ecuación $\mathbf{F} = (F_1, F_2)$ es una función vectorial ($\mathbf{F}(x, y) = F_1(x, y)\mathbf{i} + F_2(x, y)\mathbf{j}$), \mathbf{n} es, como antes, el vector normal unitario que apunta al exterior de la frontera y $\nabla \cdot \mathbf{F}$ es el operador divergencia:

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \partial_x F_1(x, y) + \partial_y F_2(x, y)$$

Si aplicamos este teorema a la función $\mathbf{F} = v \nabla u$ y utilizamos que

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (v \nabla u) &= \nabla \cdot (v \partial_x u, v \partial_y u) = \partial_x (v u_x) + \partial_y (v u_y) \\ &= v (\partial_{xx} u + \partial_{yy} u) + \partial_x u \partial_x v + \partial_y u \partial_y v \end{aligned}$$

$$= \Delta uv + \nabla u \cdot \nabla v$$

$$\int_{\Gamma} \partial_n uv = \int_{\Gamma} v(\gamma \nabla u) \cdot \mathbf{n} = \int_{\Omega} \Delta uv + \int_{\Omega} \nabla u \cdot \nabla v$$

No entraremos en detallar qué tipo de regularidad necesitan las funciones implicadas (después de todo u es derivada dos veces y v una, en cada una de sus variables). Sirva únicamente que todo lo anterior se puede hacer bien. La fórmula se conoce como la primera identidad de Green.

Si u es solución de nuestro problema, aplicando la fórmula anterior obtenemos primero

$$\int_{\Omega} fv = \int_{\Omega} (-\Delta u + cu)v = \int_{\Omega} \nabla u \cdot \nabla v + c \int_{\Omega} uv - \int_{\Gamma} \partial_n u \gamma v$$

Y, por tanto

$$\int_{\Omega} \nabla u \cdot \nabla v + c \int_{\Omega} uv = \int_{\Omega} fv + \int_{\Gamma_D} \partial_n u \gamma v + \int_{\Gamma_N} \partial_n u \gamma v$$

Si exigimos que la función v cumpla que $\gamma_C v = 0$, y como $\partial_n u$ es conocida en γ_N ($\partial_n u = g_N \cdot n$ en Γ_N) llegamos a

$$\int_{\Omega} \nabla u \cdot \nabla v + c \int_{\Omega} uv = \int_{\Omega} fv + \int_{\Gamma_N} (g_N \cdot n)v, \quad \forall v \text{ con } \gamma v = 0 \text{ en } \Gamma_D$$

- **Elementos finitos de tipo P1.**

Expondremos en esta sección el método de elementos finitos de tipo P1 para el problema. El objetivo es llegar al final a una exposición algorítmica del mismo.

El método de elementos finitos parte de la formulación variacional. Recordemos que el problema es, en cierta forma, equivalente a

$$u \in H^1(\Omega), \quad \gamma_D u = g_D$$

$$\int_{\Omega} \nabla u \cdot \nabla v + c \int_{\Omega} uv = \int_{\Omega} fv + \int_{\Gamma_N} g_N v, \quad \forall v \in H_D^1(\Omega)$$

Es decir, u se determina bajo la condición de que cumple un test realizado con un conjunto de funciones de dimensión infinita. La idea esencial del método es remplazar este test por uno asumible, por un espacio manejable más pequeño, de dimensión finita.

La descripción del método en su doble vertiente, matemática y algorítmica exige la introducción de diversas variables y cantidades.

○ Elementos P1

Comenzaremos dividiendo el dominio Ω en un conjunto finito de triángulos, más manejables. Tenemos, por tanto

$$\Omega = \bigcup_j K_j$$

Una triangulación de Ω . Esto es $\{K_j\}$ son triángulos disjuntos que cubren Ω . Vamos a asumir que la triangulación es conforme. Es decir, dos triángulos cualesquiera o bien comparte un vértice o tienen un lado en común o no son adyacentes. Es más, si un triángulo se apoya sobre la frontera, exigiremos que el lado correspondiente esté bien en Γ_D o Γ_N . Una condición muy habitual, aunque técnicamente no necesaria, es exigir que ningún triángulo pueda tener dos lados sobre la frontera. En la imagen 45 mostramos un ejemplo de una triangulación conforme, admitida, y una triangulación no admitida.

Denotaremos por

$$\tau_h = \{K_j\}_{j=1}^{ntr}$$

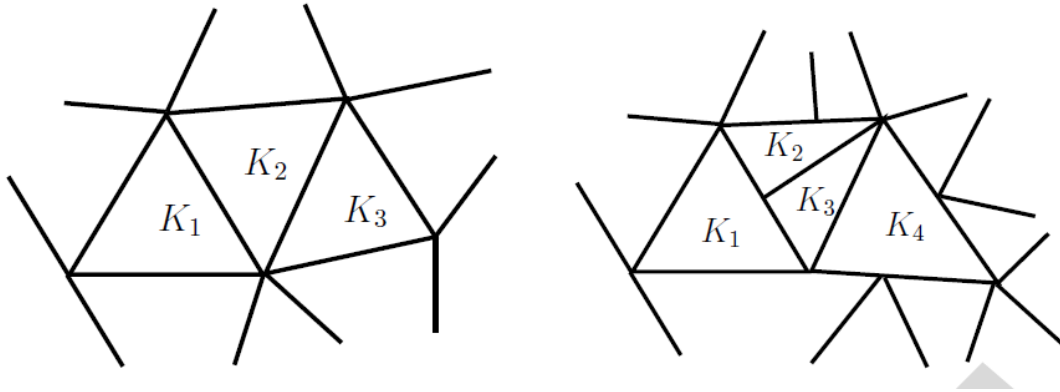


Imagen 45: Una triangulación conforme (izquierda) y una no conforme (derecha)

El número de triángulos lo denotaremos por tanto por n_{Tr} . El conjunto

$$P_h := \{u_h \in C(\Omega): u|_K \in P_1, \quad \forall K \in \tau_h\}$$

Está llamado a remplazar a $H^1(\Omega)$. Se trata por tanto de funciones que sobre cada triángulo son polinomios de grado 1, esto es, $u_h|_K(x, y) = a_K + b_K x + c_K y$ y por tanto planos. Además, exigimos que estos elementos peguen bien, esto es, no haya saltos entre triángulos (de ahí la continuidad) (ver imagen 46).

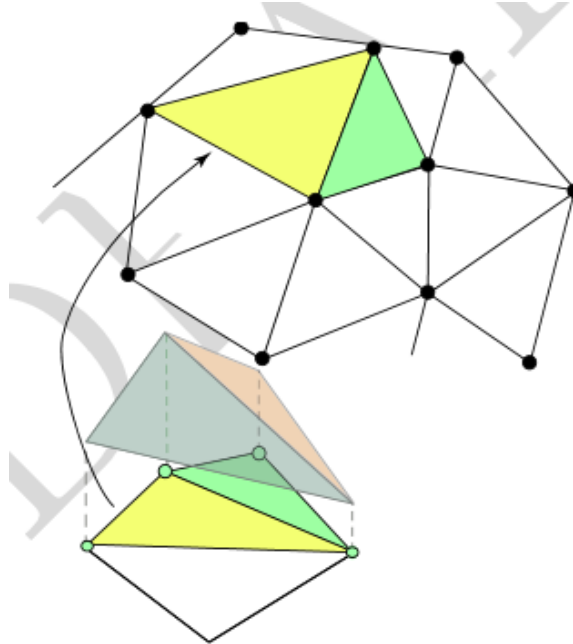


Imagen 46: Elementos P_1 sobre un mallado conforme.

○ Formulación del método

A continuación, vamos a definir el método de elementos finitos:

- Construimos $u_{h,D}$ como sigue

$$u_{h,D} \in P_h, \quad u_{h,D}(v_j) = \begin{cases} g_D(v_j), & v_j \in N_{h,D} \\ 0, & v_j \in N_{h,nD} \end{cases}$$

- Buscamos

$$\left| \begin{array}{l} \widetilde{\mu}_h \in P_{h,D} \\ \int_{\Omega} \nabla \widetilde{\mu}_h \cdot \nabla v_h + c \int_{\Omega} \widetilde{\mu}_h v_h = \int_{\Omega} f v_h - \int_{\Omega} \nabla u_{h,D} \nabla v_h - c \int_{\Omega} \nabla u_{h,D} v_h + \int_{\Gamma_N} g_N v_h, \quad \forall v \in P_{h,D} \end{array} \right.$$

- La solución es

$$u_h = \widetilde{\mu}_h + u_{h,D}$$

El método de elementos finitos está ya formulado. Sin embargo, la descripción actual está lejos de mostrar cómo se implementa el método en un ordenador. A completar esta cuestión dedicaremos el resto del presente proyecto.

- *Información geométrica*

En primer lugar, vamos a proporcionar una descripción detallada de la geometría, concretamente, de los triángulos τ_h , los nodos N_h , $N_{h,D}$, $N_{h,nD}$ y lados Neumann $\varepsilon_{h,N}$.

Los grados de libertad de P_h están asociados a los elementos de N_h , los vértices de todos los triángulos. En efecto, los vértices en $N_{h,D}$ recogen la condición de Dirichlet, la función g_D .

Sea

$$N_h = \{v_1, v_2, v_3, \dots, v_{nNod}\}$$

todos los vértices de la malla τ_h . Los vértices Dirichlet y no Dirichlet son subconjuntos del anterior:

$$N_{h,D} = \{v_{i1}, v_{i2}, \dots, v_{iniD}\},$$

$$N_{h,nD} = \{v_{j1}, v_{j2}, \dots, v_{jniD}\}.$$

Presentamos a continuación las variables que recogen toda la información esencial y necesaria en este primer nivel de la triangulación. Para ello listaremos los elementos y los recogeremos en arrays apropiados³

iND , iD : vectores índice de enteros, de longitud $niND$ y niD respectivamente con los nodos que no están apoyados sobre un lado Dirichlet y los que sí lo están:

$$iD = [i1 \ i2 \ \dots \ niD]$$

$$iND = [j1 \ j2 \ \dots \ niND]$$

Estos vectores forman por tanto una partición de $\{1,2,\dots,nNod\}$.

Tr : es una matriz $nTr \times 3$ que enumera los nodos de cada triángulo. Concretamente, la fila i de este *array* contiene los vértices. El orden en que están listados será relevante. Concretamente, no el orden en sí, sino el sentido en que son listados. Por ejemplo, y por razones que veremos más adelante, es interesante que los vértices se presenten en sentido antihorario, es decir, positivo.

eN : Lista con los lados Neumann $\varepsilon_{h,N}$. Su formato es una matriz $neN \times 2$ donde neN es el número total de lados apoyados en Γ_N y la fila i de esa matriz lista los dos nodos que forman ese lado. De nuevo es importante fijar una orientación de estos lados. Así, el vector definido por $eN(j,1)$ y $eN(j,2)$ es tal que al girar 90° en el sentido del reloj se transforma en un vector perpendicular que apunta hacia el exterior de Ω (esta orientación se corresponde con recorrer Γ_N , si Ω no tiene agujeros, en el sentido contrario a las agujas del reloj).

$coord$: finalmente una matriz $nNod \times 2$ que guarda N_h . Concretamente, las coordenadas del nodo i -ésimo v_i se guardan en la fila i -ésima correspondiente.

Seguidamente necesitamos una base manejable de P_h . Para ello vamos a tomar la base de Lagrange del problema de interpolación asociado. En palabras llanas, construimos la base formada por los elementos

$$\{\varphi_j\}_{j=1}^{nNod} \subset P_h$$

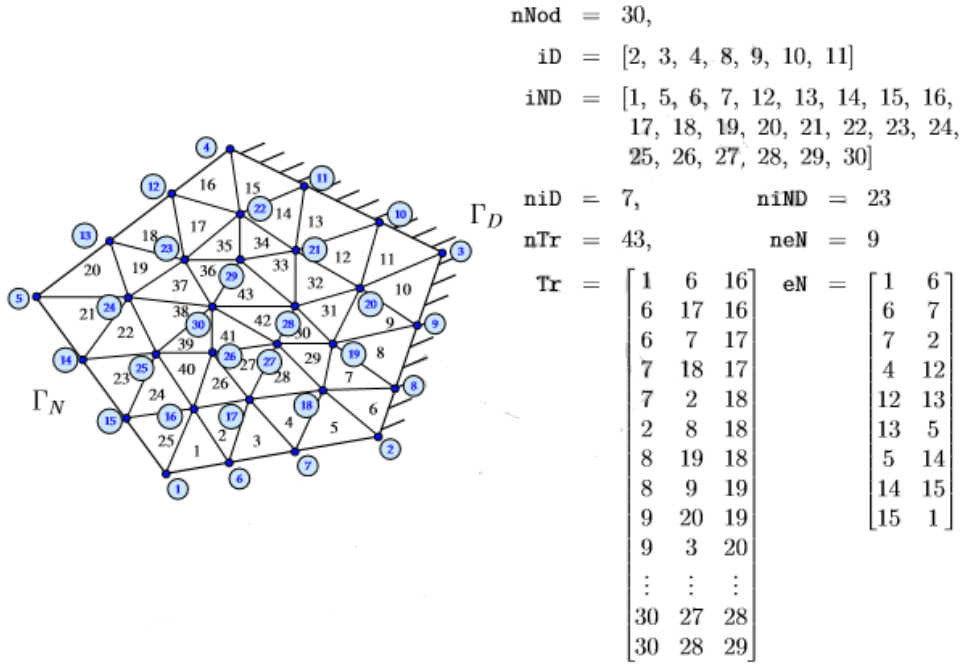


Imagen 47: Triangulación del problema con sus respectivas variables

Imagen 47: Ejemplo de una triangulación. A la izquierda hemos tomado el dominio considerado en estas notas y triangulado en 43 triángulos. Hemos numerado los vértices (en círculo; 30 en total) y triángulos (43). A la derecha, la información recogida en Tr (triángulos), eN lados Neumann, iD índice de nodos Dirichlet, iND índice de nodos no Dirichlet (incógnitas del problema), y las variables asociadas nTr, neN, niD, nNod que denotan el número de triángulos, lados Neumann, nodos Dirichlet y nodos no Dirichlet. Hemos omitido muchos de los triángulos en Tr dado que sólo mostramos los 10 primeros y los dos últimos. Faltaría además el vector coord con las coordenadas de los nodos.

22.1.2. Método *multistep*:

Métodos de paso múltiple lineal se utilizan para la solución numérica de las ecuaciones diferenciales ordinarias. Conceptualmente, un método numérico comienza desde un punto inicial y luego da un pequeño paso adelante en el

tiempo para encontrar el siguiente punto de solución. El proceso continúa con pasos posteriores para mapear la solución. Métodos de un solo paso (como el método de Euler) se refieren a sólo un punto anterior y su derivada para determinar el valor actual. Métodos como Runge-Kutta, lo que se hace, es tomar algunos pasos intermedios (por ejemplo, un medio paso) para obtener un método de orden superior, pero luego descartar toda la información anterior antes de tomar un segundo paso. Los métodos de varios pasos intentan obtener eficiencia manteniendo y utilizando la información de los pasos anteriores en lugar de descartarla. Por consiguiente, los métodos de varios pasos se refieren a varios puntos anteriores y valores derivados. En el caso de los métodos multipasos lineales, se utiliza una combinación lineal de los puntos anteriores y los valores derivados.

Los métodos numéricos para ecuaciones diferenciales ordinarias sirven para obtener soluciones aproximadas a problemas de valores iniciales de la forma:

$$y' = f(t, y), \quad y(t_0) = y_0.$$

El resultado son aproximaciones para el valor de $y(t)$ en instantes discretos t_i .

$$y_i \approx y(t_i) \quad \text{where} \quad t_i = t_0 + ih,$$

Donde h es el paso del tiempo (a veces referido como Δt e i es un número entero. Los métodos de varios pasos utilizan información de los pasos anteriores para calcular el siguiente valor. En particular, un método lineal de varios pasos utiliza una combinación lineal de y_i y $f(t_i, y_i)$ para calcular el valor de y para el paso actual deseado. Por lo tanto, un método lineal *multistep* es un método de la forma

$$y_{n+s} + a_{s-1} \cdot y_{n+s-1} + a_{s-2} \cdot y_{n+s-2} + \cdots + a_0 \cdot y_n \\ = h \cdot (b_s \cdot f(t_{n+s}, y_{n+s}) + b_{s-1} \cdot f(t_{n+s-1}, y_{n+s-1}) + \cdots + b_0 \cdot f(t_n, y_n)),$$

Los coeficientes a_0, \dots, a_{s-1} y b_0, \dots, b_s determinan el método. El diseñador del método elige los coeficientes, equilibrando la necesidad de obtener una buena aproximación a la verdadera solución contra el deseo de obtener un método que

sea fácil de aplicar. A menudo, muchos coeficientes son cero para simplificar el método.

Se puede distinguir entre métodos explícitos e implícitos. Si $b_0 = 0$ entonces el método se llama "explícito", ya que la fórmula puede calcular directamente y_{n+s} . Si $b_0 \neq 0$ entonces el método se llama "implícito", ya que el valor de y_{n+s} depende del valor de $f(t_{n+s}, y_{n+s})$ y la ecuación debe ser resuelta para y_{n+s} . Los métodos iterativos tales como el método de Newton se utilizan a menudo para resolver la fórmula implícita.

A veces, se utiliza un método multipaso explícito para "predecir" el valor de y_{n+s} . Ese valor se utiliza entonces en una fórmula implícita para "corregir" el valor. El resultado es un método predictor-corrector.

Consideramos un ejemplo de dicho método:

$$y' = f(t, y) = y, \quad y(0) = 1.$$

La solución exacta es: $y(t) = e^t$.

Método de Euler de un solo paso:

Un método numérico simple es el método de Euler: $y_{n+1} = y_n + hf(t_n, y_n)$.

El método de Euler puede ser visto como un método explícito de varios pasos para el caso degenerado de un paso.

Este método, aplicado con tamaño de paso $h = \frac{1}{2}$ en el problema $y' = y$, obtienes los siguientes resultados.

$$\begin{aligned} y_1 &= y_0 + hf(t_0, y_0) = 1 + \frac{1}{2} \cdot 1 = 1.5, \\ y_2 &= y_1 + hf(t_1, y_1) = 1.5 + \frac{1}{2} \cdot 1.5 = 2.25, \\ y_3 &= y_2 + hf(t_2, y_2) = 2.25 + \frac{1}{2} \cdot 2.25 = 3.375, \\ y_4 &= y_3 + hf(t_3, y_3) = 3.375 + \frac{1}{2} \cdot 3.375 = 5.0625. \end{aligned}$$

Método de Adams-Bashforth de dos pasos:

El método de Euler es un método de un solo paso. Un método simple de varios pasos es el método de dos pasos Adams-Bashforth.

$$y_{n+2} = y_{n+1} + \frac{3}{2}hf(t_{n+1}, y_{n+1}) - \frac{1}{2}hf(t_n, y_n).$$

Este método necesita dos valores y_{n+1} y y_n , para calcular el siguiente valor y_{n+2} . Sin embargo, el problema de valor inicial proporciona sólo un valor $y_0 = 1$. Una posibilidad para resolver este problema es usar el y_1 calculado por el método de Euler como el segundo valor. Con esta opción, el método de Adams-Bashforth produce (redondeado a cuatro dígitos):

$$\begin{aligned} y_2 &= y_1 + \frac{3}{2}hf(t_1, y_1) - \frac{1}{2}hf(t_0, y_0) = 1.5 + \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot 1.5 - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot 1 = 2.375, \\ y_3 &= y_2 + \frac{3}{2}hf(t_2, y_2) - \frac{1}{2}hf(t_1, y_1) = 2.375 + \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot 2.375 - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot 1.5 = 3.7812, \\ y_4 &= y_3 + \frac{3}{2}hf(t_3, y_3) - \frac{1}{2}hf(t_2, y_2) = 3.7812 + \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot 3.7812 - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot 2.375 = 6.0234. \end{aligned}$$

La solución exacta en $t = t_4 = 2$ es $e^2 = 7.3891 \dots$, Por lo que el método de dos pasos de Adams-Bashforth es más preciso que el método de Euler. Esto es siempre el caso si el tamaño del paso es lo suficientemente pequeño.

22.1.3. Modelización

En primer lugar, comenzamos resolviendo con la GUI de MATLAB, la ecuación:

$$-\nabla^2 \mathbf{E} - \sigma\mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$$

Pero esta versión nos daba error en la parte del cálculo de la primera derivada.

Después de varias modificaciones, como el programa especificaba que resolvía ecuaciones con números complejos, introdujimos la ecuación para ondas planas monocromáticas en un medio general:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \epsilon \tilde{\mu} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}_{ext}}{\partial t}$$

Volviéndonos a dar errores, debido a las partes complejas de la permitividad y permeabilidad.

Finalmente, tuvimos que escribir los scripts en el programa y conseguimos satisfacer nuestra ecuación.

Esta ecuación queremos que se satisfaga en una cavidad, en la cual hemos introducido la antena del magnetrón y a una distancia x el crisol.

Condición inicial: en el instante inicial el campo \mathbf{E} es cero.

Condiciones de contorno para nuestro problema son:

En la frontera de la cavidad el campo también es nulo.

A continuación, se muestra una imagen en la que podemos ver las dimensiones de la cavidad, la antena y el crisol; así como la posición de cada uno de los componentes.

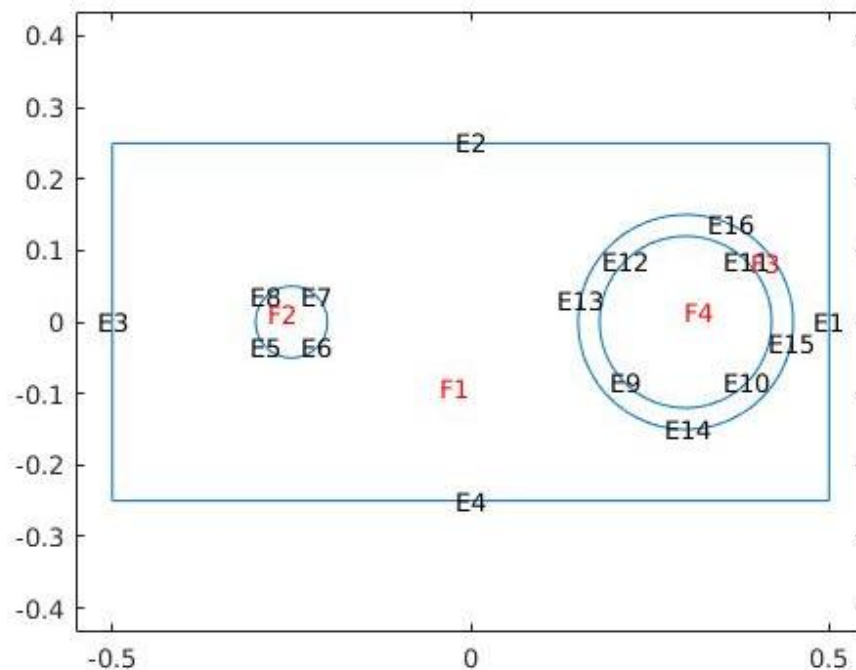


Imagen 48: Posición y dimensiones de cada componente en unidades reducidas.

Una vez tenemos este paso, lo que hacemos es el refinado para la resolución de la parte espacial de nuestra ecuación a través del método de elementos finitos (apartado 22.1.1.).

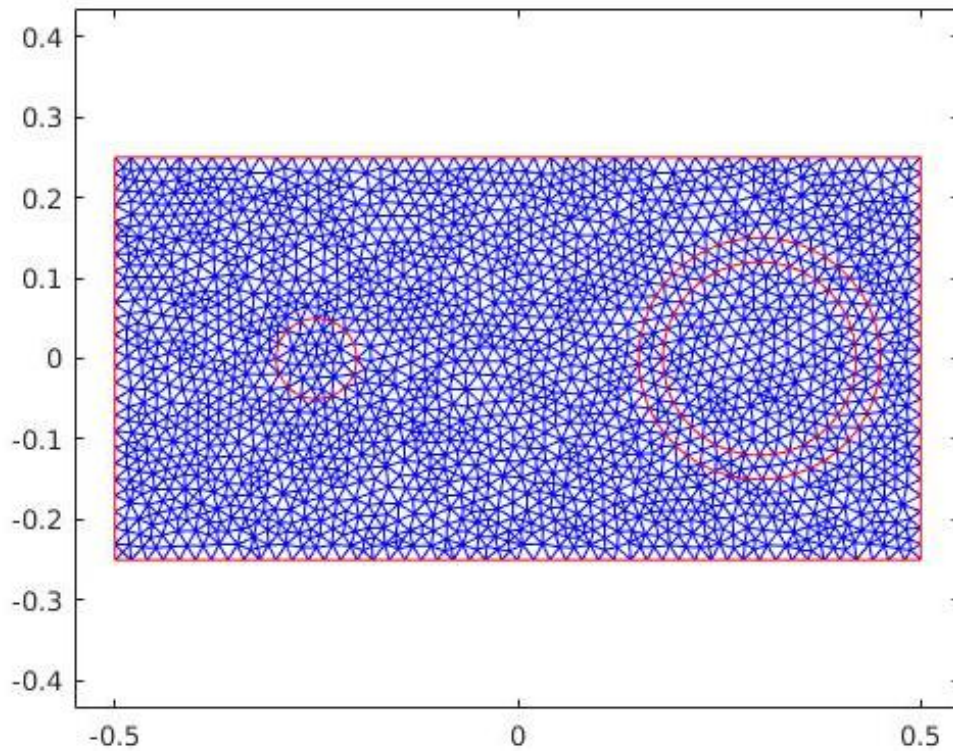


Imagen 49: Mallado que se utiliza en el método de elementos finitos. ($mshize=0.02$)

Finalmente vamos a mostrar una secuencia de imágenes en distintos instantes de tiempo en los que se muestra el valor del campo \mathbf{E} en el eje derecho:

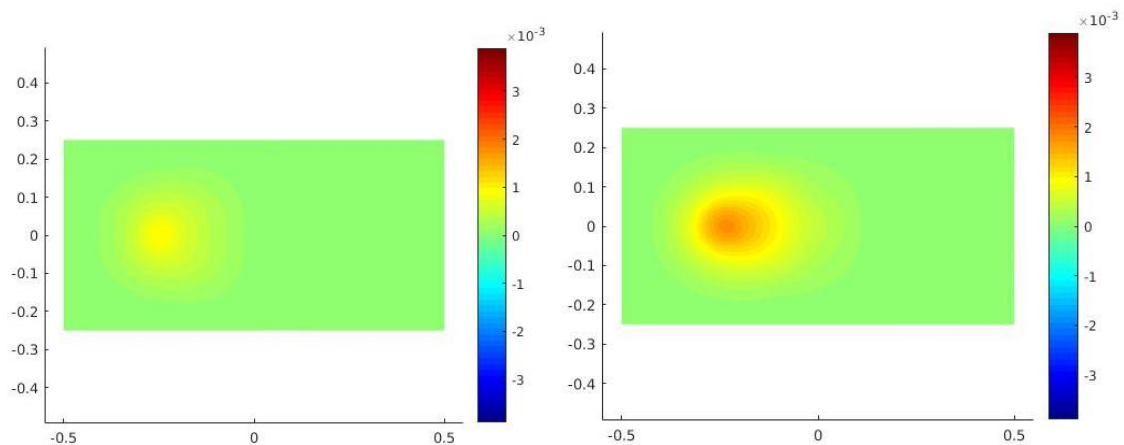


Imagen 50: A la izquierda tenemos el instante de tiempo $1\ T$ y a la derecha $1.100T$

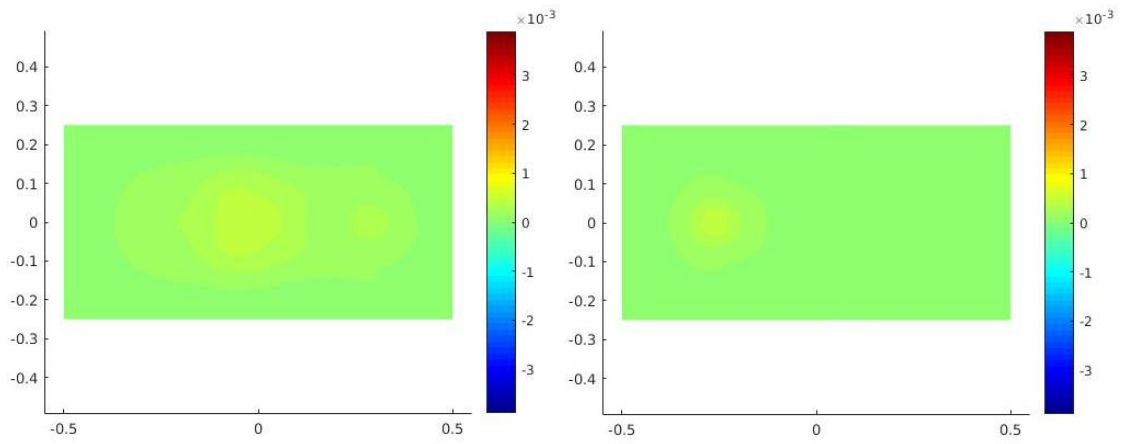


Imagen 51: A la izquierda tenemos el instante de tiempo 1.250T y a la derecha 1.400T

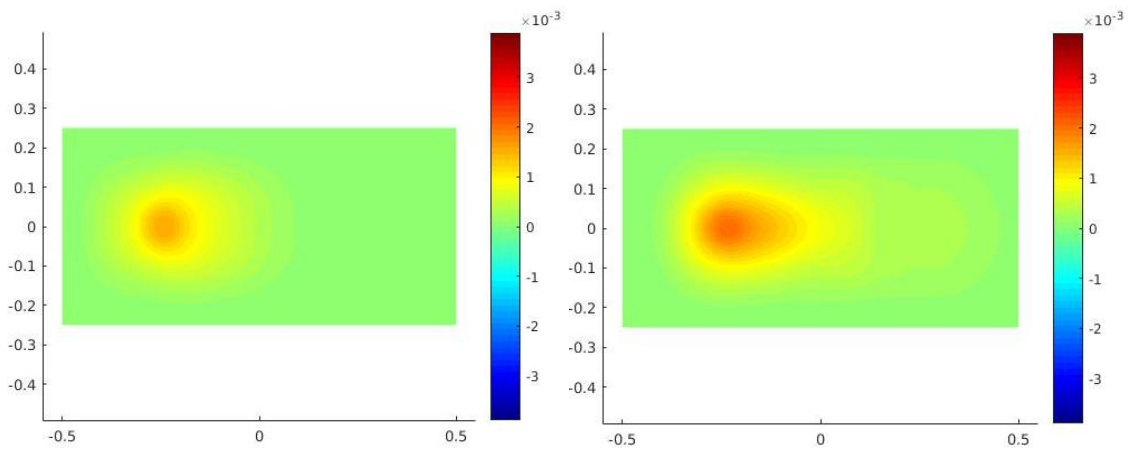


Imagen 52: A la izquierda tenemos el instante de tiempo 1.500T) y a la derecha 1.600T

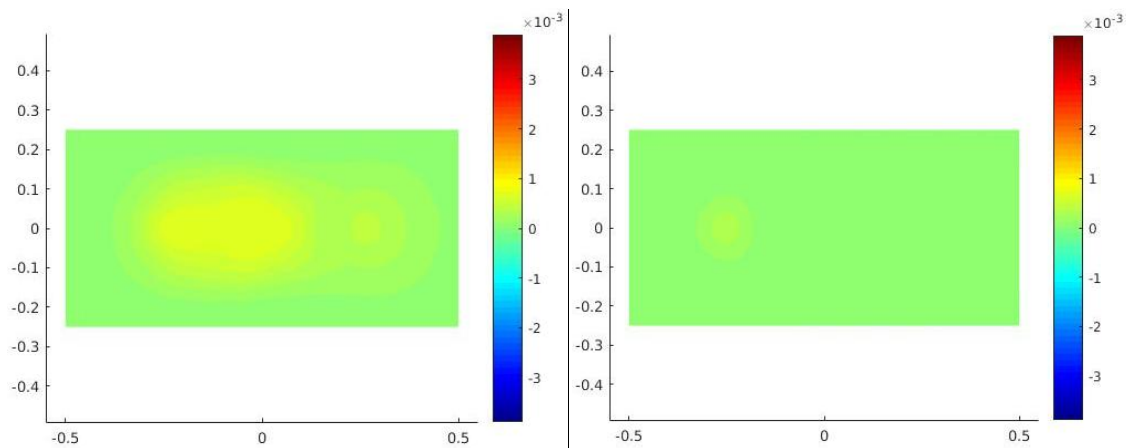


Imagen 53: A la izquierda tenemos el instante de tiempo 1.700T y a la derecha 1.850T

22. PRESUPUESTO:

REFERENCIA	DESCRIPCIÓN	UNIDADES	PRECIO POR UNIDAD	DESCUENTO (%)	PRECIO TOTAL
EFT0541053	ELECT F/T, 5KV, 5A, (4).050" NI COND, 2.75 UHV	1	113,00 €	3	109,61 €
EFT0513253	ELECT F/T, 5KV, 150A, (4).25" CU COND, 2.75 UHV	2	80,00 €		160,00 €
LFT322SWSW	F/T, LIQ/GAS,(2) 1/4" OD TUBES, 2.75"UHV,SWAG VAC, SWAG ATM	1	200,00 €		200,00 €
LFT322SWTE	F/T, LIQ/GAS,(2) 1/4" OD TUBES, 2.75"UHV,SWAG VAC, SWAG ATM	1	140,00 €		140,00 €
SS-SS4	VALVE, SS, METERING, "S" SERIES, STRAIGHT PATTERN, 1/4" SWAGELOKS	1	184,00 €		184,00 €
SS-4H	VALVE, SHUT-OFF, "H" SERIES, MODEL H, 1/4" SWAGELOK	1	187,00 €		187,00 €
TFT5KP00003	T/C F/T, 5PR TYPE K, PUSH-ON PIN 2.75"UHV	1	227,00 €		227,00 €
IFTRG107013	INST F/T, 10-PIN CIRC, 1KV, PIN, 5AMP/PIN, 2.75"UHV, W/O PLUG	1	222,00 €		222,00 €
FTACIR10AC	CONNECTOR, AIR SIDE, 10-PIN, CRIMP, CIRCULAR F/T	1	54,00 €		54,00 €
FTACIRCONTV	CONTACTS, FOR CIRCULAR VAC PLUGS, 5/PACK	4	10,00 €	9	36,40 €
FTACIR10V	CONNECTOR, VACUUM SIDE, 10-PIN CRIMP, CIRCULAR F/T	1	115,00 €		115,00 €
NEW OM-AIR-C20200402-5PK	REDUCER 1/4 5/32" OD	1	17,00 €		17,00 €
NEW TYTUTH-1418-100-BK	PLYURETHANE ETHER, BLACK	1	40,50 €		40,50 €
NEW OM-AIR-M222A0405	MINI-MALE (INT) M5 1/4"	5	3,50 €		17,50 €
NEW OM-AIR-C20200400	UNION 1/4"	5	1,60 €		8,00 €
				TOTAL	1.718.01 €

23. CONCLUSIONES:

Debido a que la longitud de onda de la radiación es mucho mayor que las dimensiones de los puertos de entrada en la cámara de vacío. No podemos introducir la radiación producida por nuestro magnetrón desde fuera de la cámara de vacío, hasta su interior. Por lo que se vio que el magnetrón debía estar colocado dentro de nuestro sistema.

Por las limitaciones que tenemos por el tamaño de la cámara, no se puede introducir unas guías de las dimensiones calculadas por lo que no sabemos, hasta que se experimente, el modo en el que se van a propagar dichas ondas en las guías diseñadas por nosotros.

Otra parte del proyecto ha sido la modelización del problema en MATLAB, para tratar de optimizar el problema y ver en qué lugar se producía la mayor absorción. Hemos llegado a desarrollar el problema con una permitividad cuya parte compleja era baja ($-2i$) ya que cuando se subía y tenía una mayor permitividad MATLAB da errores que hasta el momento no se han podido solucionar.

Este proyecto, a nivel personal me ha supuesto un reto, ya que me ha tocado enfrentarme a diversos campos que están fuera de la formación recibida en este grado, como la transmisión de ondas en un medio material o en el interior de una guía de ondas, un conocimiento más avanzado en electromagnetismo y una breve parte de cómo resuelve MATLAB ecuaciones de onda.

24. CONTINUACIÓN DE ESTE PROYECTO:

En la parte de MATLAB no hemos llegado a resolver los siguientes pasos adicionales:

Comprobación de las dimensiones de una cavidad resonante con un magnetrón en su interior.

Influencia propiedades físicas del crisol y de sus dimensiones y posición relativas al magnetrón y la cavidad.

25. BIBLIOGRAFÍA

- [1] C. A. Crane, M. L. Pantoya and B. L. Weeks. Rev. Sci. Instrum. 84, 084705 (2013); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4818139>.
- [3] A. Porch et al. Phys. Chem. Chem. Phys., 2013,15, 2757-2763. doi: 10.1039/c2cp43310a.
- [4] S. Chandrasekaran et al. Int. Commun. Heat Mass, 48 (2013) 22-27
- [5] Cheng, J., Roy, R. & Agrawal, D. Mat Res Innovat (2002) 5: 170. doi:10.1007/s10019-002-8642-6
- [6] R. Roy et al. Nature (London) 399 (1999), 668
- [7] J. Cheng et al. J. Mater. Sci. Lett., 20 (2001), 1561
- [8] J.D. Kraus, D.A. Fleisch. Electromagnetismo con aplicaciones. Ed. McGraw-Hill, 5a. edición, 2000.
- [9] M. Sadiku. Elements of electromagnetism. Oxford university press, 2001
- [10] Miranda, Sebastián, Sierra, Margineda. Ingeniería de microondas. Ed. Prentice Hall, 2002
- [11] M. Hotta et al. J. Iron and Steel Institute Jap. Int., 51 (2011), 1766-1772
- [12] <http://personal.ee.surrey.ac.uk/Personal/D.Jeeries/wguide.html>
- [15] L. Martín-Moreno et al. Phys. Rev. Lett., 86 (2001), 1114
- [19] Ishii et al. Panasonic corp., Japan, 2011. Patent no. US 7,906,912 B2.
- [20] J.C. Thomson. The Services' Textbook of Radio Volume 5: Transmission and Propagation. HMSS, 1958.
- Kurt J. Lesker. (2009). 9th Global Vacuum Product Guide
- Victor Dominguez. “Una introducción simple al método de elementos finitos más simple para problemas de contornos de la EDP elíptica más simple en \mathbf{R}^2 ”, 2015
- MATLAB The MathWorks, Inc
- Handbook of electron tube and vacuum techniques, Fred Rosebury, ISBN 978-1-56396-121-2

ANEXO I

**Script de MATLAB que hemos
resuelto.**

```

% micro waves in a cavity with magnetron and graphite crucible

% wave equation for field vector (hyperbolic with a=0)

% starting date: 20170201

% Complex magnetic permeability and electric permittivity

% mu=Re(mu)-i*Im(mu); e=Re(e)-i*Im(e); N=n-i*k (complex refraction index):
N^2=pe

% Time dependences:

% Jext=J0*sin(omega*t), z-direction, magnetron, source current

% E=E(x,y)*exp(i*omega*t)*exp(-i*K*r), z-direction, electric field


tic

% ----- PARAMETROS A CAMBIAR -----

% dimensiones y posiciones en unidades reducidas a long. onda

% maximum mesh size (triangle diameter)

mshize=0.02;

% cavidad: vértices. Con CENTRO de SIMETRIA

cavx=0.5; cavy=cavx/2;

% MAGNETRON: radio y posición centro

magr=0.05; magx=-0.25; magy=0;

% CRISOL (crucible): radio y posición centro: crix+crir<=cavx

crir=0.12; crix=0.3; criy=0;

% envoltura CRISOL (evitar problema STIFF)

envr=crir+1.5*mshize;

if envr>cavy then envr=cavy; end

% permitividad eléctrica pe y permeabilidad magnética pm relativas (complejos)

% NECESARIO SABER si pe_imag incluye la aportación de la conductividad eléctrica
(sigma==ce)

% a bajas frecuencias: pe_imag=sigma/(omega*e0), de la fuente de datos

% PM=pm*mu0; PE=pe*e0 (perm. absolutas)

```

```
% conductividad electrica ce (real, no complejo)

%      (resistividad MERSEN grafito: 1000 microohm cm; carbono vítreo: 5000
microohm.cm)

pe=20-2*i; pm=2; ce=1e5; % pe SI incluye conductividad (ISIJ International, Vol. 51
(2011), No. 11, pp. 1766–1772)

% nombre de FICHERO en el que se guarda el vídeo

pathdir='~/Escritorio/2016b/elisa/';

filename='cavidmagncri-2i.avi';

% number of time instants == number of frames in VIDEO

ndt=41;

% -----

% mu0==permeabilidad magnética (H/m) y e0==permitividad eléctrica (F/m) del
vacío: c^2=1/(mu0*e0)

% frecuencia radiación microondas: 2,45 GHz

% ce0== conductividad eléctrica, valor de normalización (ecuaciones adimensionales)

mu0=4*pi*1e-7; e0=8.854187817e-12; fre=2.45e9; omega=2*pi*fre; ce0=e0*fre;

PM=mu0*pm; PE=pe*e0;

% 1) ----- start PDE model

model=createpde; % [createpde(N): N scalar eqs]

% 2) ----- geometry description

% rectangular cavity R1, circle C1 (magnetron) and circle C2 (crucible)

% and circle C3 (cover-crucible)

R1=[3;4;-cavx;cavx;cavx;-cavx;-cavy;-cavy;cavy;cavy];

C1=[1;magx;magy;magr];

C1=[C1;zeros(length(R1)-length(C1),1)]; % add zeros for same length

C2=[1;crix;criy;crir];

C2=[C2;zeros(length(R1)-length(C2),1)]; % add zeros for same length

C3=[1;crix;criy;envr];

C3=[C3;zeros(length(R1)-length(C3),1)]; % add zeros for same length

gd=[R1,C1,C2,C3]; % geometry description
```

```

ns = char('R1','C1','C2','C3'); % names

ns = ns';

sf='R1+C1+C2+C3'; % set formula about geometry: union R1 and C1

g=decsf(gd,sf,ns); % decompose geometry (g==dl below)

[dl,bt] = decsf(gd,sf,ns); % decompose geometry: dl==matrix of edges,
bt==boolean table

% useful to remove boundaries 'csgdel(dl,bt)' between subdomains

geometryFromEdges(model,g); % incorporates geometry to the model
(workspace)

pdegplot(g,'EdgeLabels','on','FaceLabels','on') % plot

Pbox=max(R1(4:10)); % posición límite vértice cavidad

xlim([-1.1,1.1]*Pbox); % límites ejes figura

axis equal

% 3) ----- Mesh the model, matrix dimension d-coeff magnetron

mesh=generateMesh(model,'GeometricOrder','quadratic','Hmax',mshize);

pdeplot(model);

xlim([-1.1,1.1]*Pbox); % límites ejes figura

axis equal

dim=size(mesh.Nodes,2); % dimension matriz coeficiente d-magnetron

% 4) ----- apply boundary condition

% dirichlet (h,r): h*u=r

% neumann (q,g): n*c*grad(u)+q*u=g; n==outwards normal unit vector

applyBoundaryCondition(model,'dirichlet','Edge',1:4,'r',0,'h',1);

% 5) ----- initial conditions

% setInitialConditions(model,u0,ut0,RegionType,RegionID)

% setInitialConditions(model,results,iT) % sets the results of time iteration iT as
initial condition

E0v=0; tE0v=0; % init. cond. E-field amplitude and time derivative at cavity

E0t=0; tE0t=0; % idem at magnetron

E0s=0; tE0s=0; % idem at crucible (crisol)

```

```

setInitialConditions(model,E0v,tE0v,'Face',1);
setInitialConditions(model,E0t,tE0t,'Face',2);
setInitialConditions(model,E0s,tE0s,'Face',3);
setInitialConditions(model,E0v,tE0v,'Face',4);

% 6) ----- Include the coefficients in the model

% hyperbolic: m*u''+d*u'+div(c*grad(u))+a*u=f; elliptic: m=0, d=0; parabolic: m=0

% m and d both non-zero: d is a matrix

mv=1; dv=0; cv=1; av=0; fv=0; % cavidad (vacío)

mt=1; dt=0; ct=1; at=0; ft=1; % magnetron

ms=1; ds=0; cs=pm*pe; as=0; fs=0; % crisol grafito o carbono vítreo

fct = @(region,state)ft*2*pi*cos(2*pi*state.time)*ones(1,length(region.x)); % f
coefficient for Face 2: time dependent source term

% Ds=ds*ones(dim);

specifyCoefficients(model,'m',mv,'d',dv,'c',cv,'a',av,'f',fv,'Face',1);

% cavidad

specifyCoefficients(model,'m',mt,'d',dt,'c',ct,'a',at,'f',fct,'Face',2);

% magnetron

specifyCoefficients(model,'m',ms,'d',ds,'c',cs,'a',as,'f',fs,'Face',3);

% crisol

specifyCoefficients(model,'m',mv,'d',dv,'c',cv,'a',av,'f',fv,'Face',4);

% envoltura

% time, in units of the period in a limitless vacuum

t0=0; t1=t0+1; t2=t1+2;

tlist=[0,linspace(t1,t2,ndt)]; % linearly spaced time data (init_value, final_value,
number_of_data)

results = solvepde(model,tlist);

cE=results.NodalSolution; % complex field amplitude at nodal points

E=cE.*conj(cE); % electric field intensity

xE = results.XGradients; % complex x-gradient at nodal points

```

```

yE = results.YGradients; % complex y-gradient at nodal points

sA=size(E); % vector (num_filas,num_columnas)

scale=max(max(abs(E))); % valor máximo de la solución

% 7) ----- View the solution.

% 'XYdata' en mapa de colores según 'ColorMap'

% 'Contour' dibuja líneas de nivel de los datos dados en 'XYdata',

% en número de líneas dado por 'Levels'

% 'FlowData' vectores campo

pdeplot(model,'XYData',E(:,2),'ColorMap','jet','Mesh','off')

xlim([-1.1,1.1]*Pbox); % límites ejes figura

axis equal

caxis([-scale,scale]);

% 8) ----- create video

cd(pathdir); % changes directory

v=VideoWriter(filename); % crea objeto 'v' con nombre_de_fichero

pdeplot(model,'XYData',E(:,ind),'ColorMap','jet','Mesh','off');

xlim([-1.1,1.1]*Pbox); % límites ejes figura

axis equal

caxis([-scale,scale]); % mantiene siempre la misma escala de colores

frame = getframe(gcf);

% modificar propiedades ANTES de abrir el objeto

v.FrameRate=7; % frames/s

v.Quality=80; % jpeg quality (max 100, default 75)

open(v);

for ind = 1:size(E,2)

```

```
writeVideo(v,frame);

end

close(v);

toc

% FURTHER READING

% 1) http://es.mathworks.com/help/pde/ug/pdemodel-object.html
% 2) http://es.mathworks.com/help/pde/ug/geometryfromedges.html
% 3) http://es.mathworks.com/help/pde/ug/applyboundarycondition.html
% 4) http://es.mathworks.com/help/pde/ug/specifycoefficients.html
% http://es.mathworks.com/help/pde/ug/f-coefficient-for-specifycoefficients.html
% http://es.mathworks.com/help/pde/ug/m-d-or-a-coefficient-for-systems.html
% http://es.mathworks.com/help/pde/ug/c-coefficient-for-systems-for-specifycoefficients.html
% gradients (solved at nodal and interpolated at intermediate points)
% 5) http://es.mathworks.com/help/pde/ug/set-initial-conditions.html
% http://es.mathworks.com/help/pde/ug/setinitialconditions.html#bu6ghcx-1
% 6) http://es.mathworks.com/help/pde/ug/generatemesh.html
% 7) http://es.mathworks.com/help/pde/ug/pdeplot.html
% 8) https://es.mathworks.com/help/matlab/ref/videowriter.html
% https://es.mathworks.com/help/matlab/ref/videowriter-object.html
% OTHER
% gradients (solved at nodal and interpolated at intermediate points)
% http://es.mathworks.com/help/pde/ug/dimensions-of-solutions-and-gradients.html
%
% create mesh (pdemesh) and about mesh-data
% http://es.mathworks.com/help/pde/ug/pdemesh.html
% http://es.mathworks.com/help/pde/ug/mesh-data.html
```

%

% mapa de colores para dibujar soluciones

% <http://es.mathworks.com/help/matlab/ref/colormap.html>

%

% ejes: límites y control de aspecto

% <https://es.mathworks.com/help/matlab/ref/axis.html>

%

% time dependent solutions and gradients at nodal points

% <http://es.mathworks.com/help/pde/ug/timedependentresults-object.html>

%

% equations in divergence form (to be able to use PDE toolbox)

% <http://es.mathworks.com/help/pde/ug/put-equations-in-divergence-form.html>

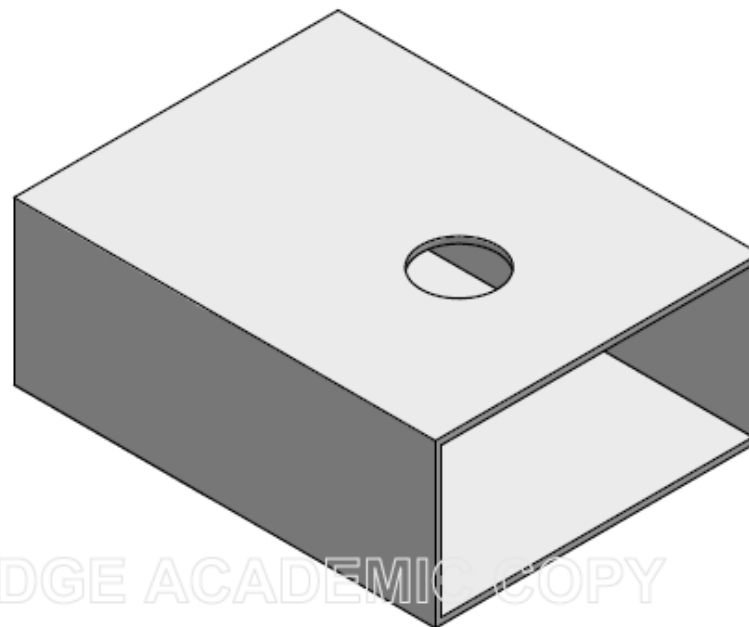
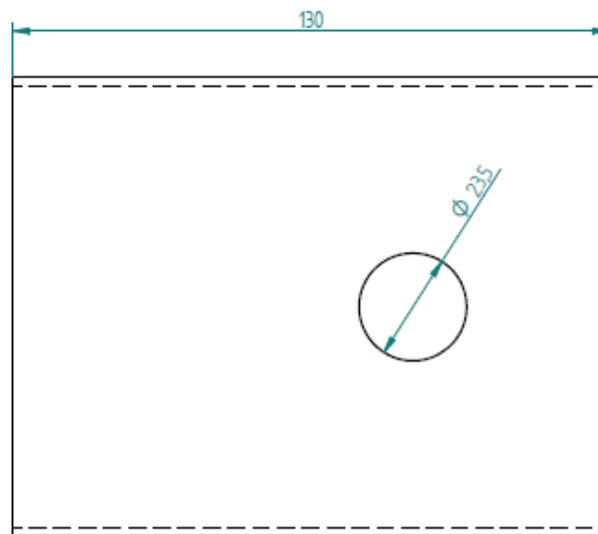
%

% coefficients in functional form (although LEGACY, not WORKFLOW)

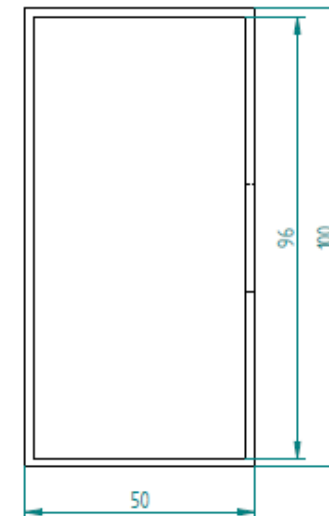
% <https://es.mathworks.com/help/pde/ug/scalar-functional-form-and-calling-syntax.html>

ANEXO II

**Planos de los diseños de las guías,
carrusel con distinto n° de guías, y
conjunto de todos los componentes
incluyendo e magnetrón.**

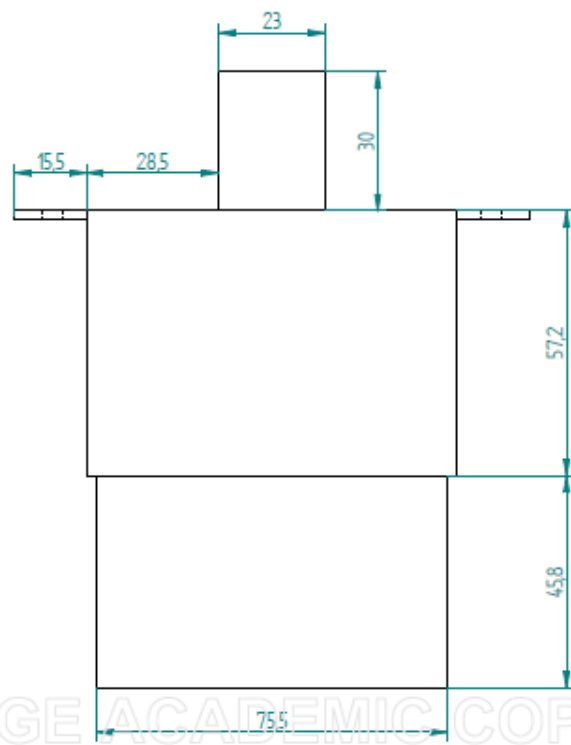
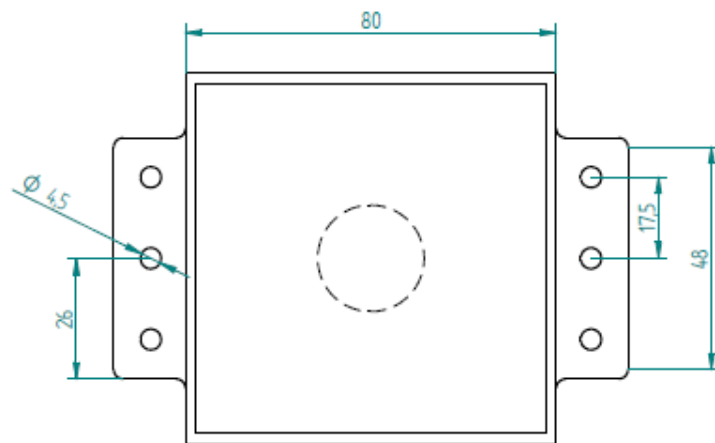


Revisiones			
Rev	Descripción	Fecha	Aprobado

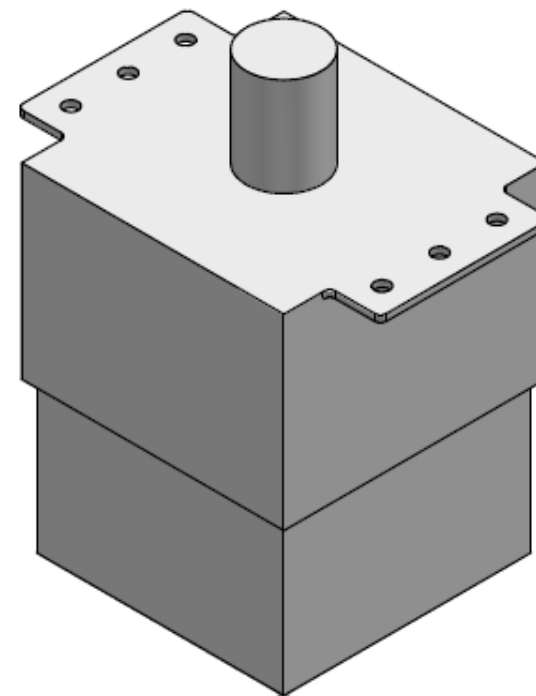


Nombre	Fecha	Solid Edge ST Siemens PLM Software	
Dibujado: Elisa			
Comprobado		Título: Guía metálica	
Aprobado 1		A3 Plano	
Aprobado 2		Rev	
Salvo indicación contraria cotas en milímetros ángulos en grados tolerancias ± 0.5 y $\pm 1^\circ$		Archivo: Plano	
		Escala	Peso
		Hoja 1 de 1	

SOLID EDGE ACADEMIC COPY

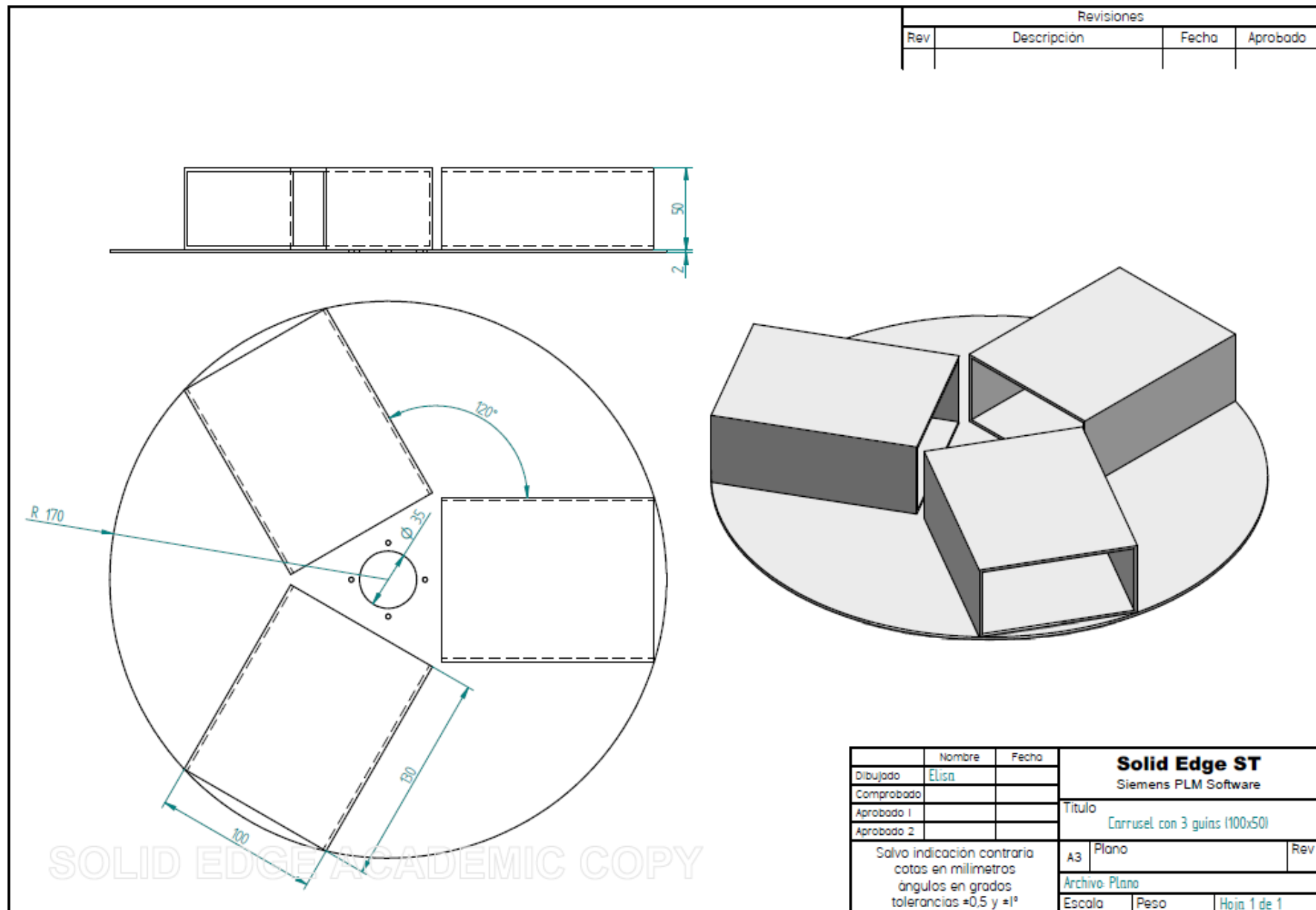


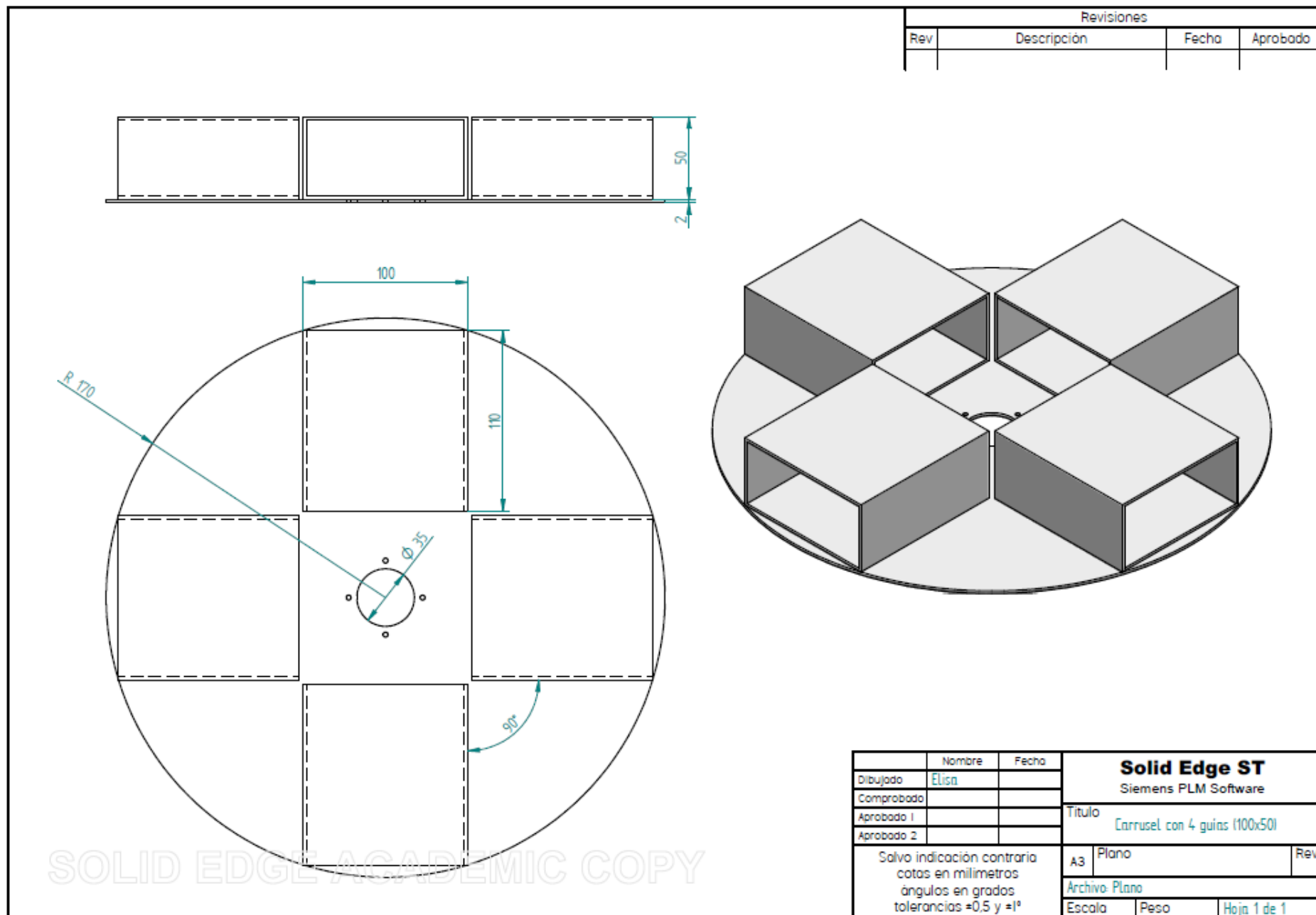
Revisiones			
Rev	Descripción	Fecha	Aprobado

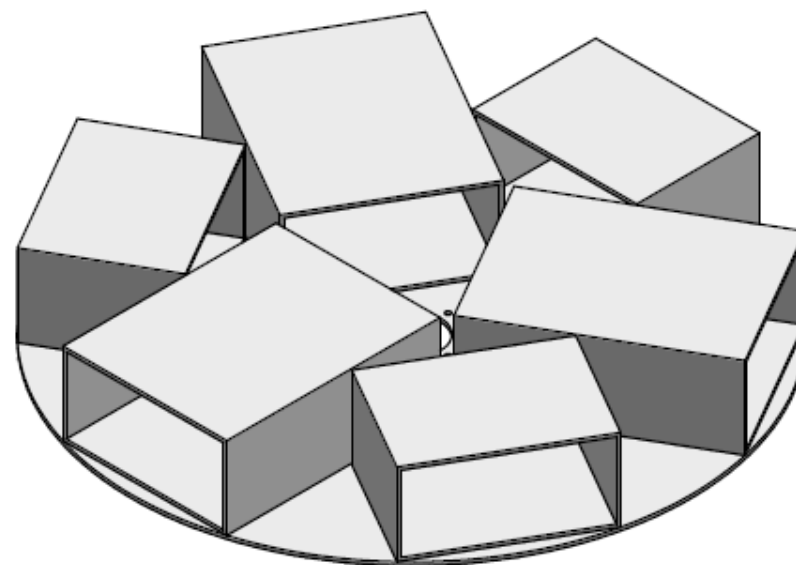
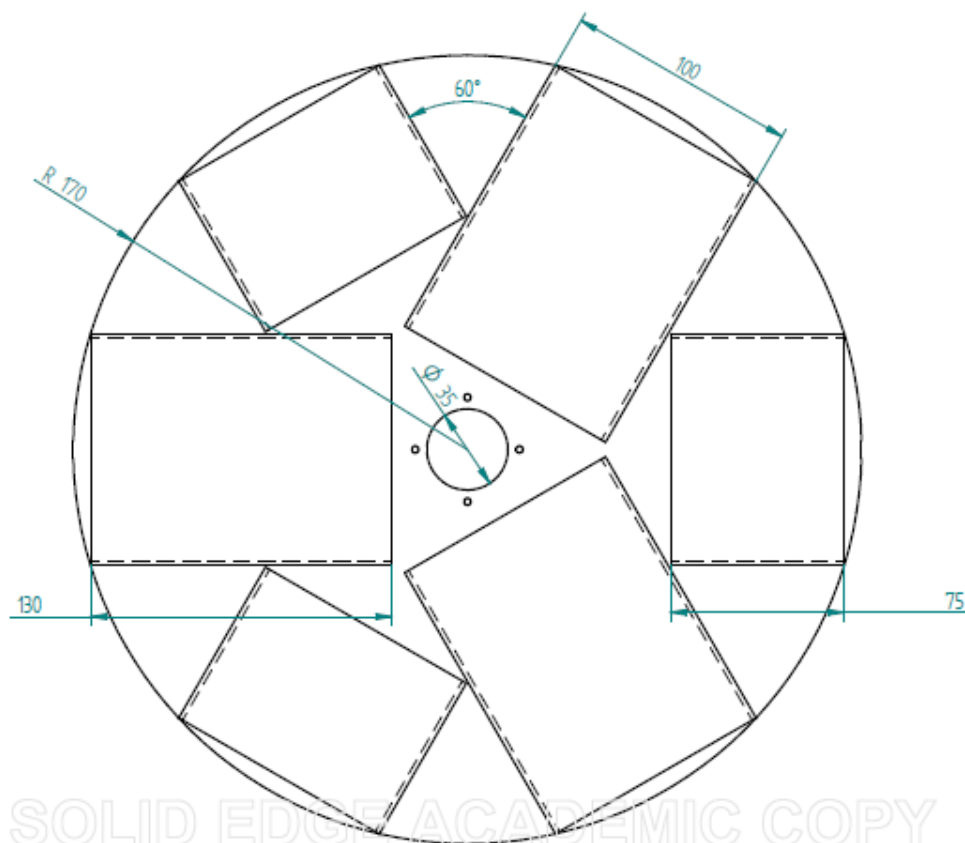
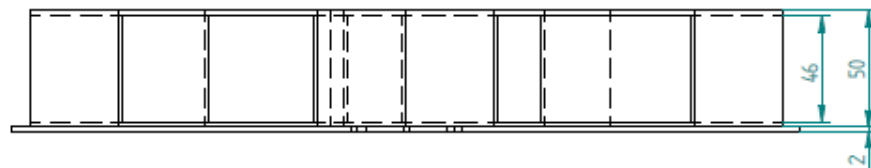


Nombre	Fecha	Solid Edge ST	
Dibujado: Elisa		Siemens PLM Software	
Comprobado		Título	
Aprobado 1		Magnetron	
Aprobado 2		Rev	
Salvo indicación contraria cotas en milímetros ángulos en grados tolerancias ± 0.5 y $\pm 1^\circ$		A3	Plano
		Archivo: Plano	
		Escala	Peso
		Hoja 1 de 1	

SOLID EDGE ACADEMIC COPY







Revisiones			
Rev	Descripción	Fecha	Aprobado

	Nombre	Fecha	Solid Edge ST Siemens PLM Software		
Dibujado	Elisa				
Comprobado			Título Carrusel con 6 guías (100x50)		
Aprobado 1					
Aprobado 2			A3 Plano Re		
Salvo indicación contraria cotas en milímetros ángulos en grados tolerancias ±0.5 y ±1º					
			Archivo: Plano		
			Escala	Peso	Hoja 1 de 1

SOLID EDGE ACADEMIC COPY

